PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 9/10 — 15. Juli 1941 — Redaktionsschluß für Nr. 11 am 1. Juli 1941 — 42. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 45 min für Mai 1941. S. 157.

G. Borrmann, Über Extinktionsdiagramme von Quarz. Mit Tafel IV. S. 157.

J. Stark, Folgerungen über Atom und Elektron aus dem Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. S. 162.

D. Lyons, Über das Verhalten der durchdringenden Komponente in der kosmischen Strahlung. S. 166.

Berichte:

K. Starke, Trennung künstlich radioaktiver Isotope und Isomere. S. 184.

Zuschriften:

H. Fischer, Zum Potentialverlauf im negativen Glimmlicht. S. 192.

Besprechungen. S. 193

Nachrichten. S. 196.

ABHANDLUNGEN

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 45 min

Die Zahlen der Spalte 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1 000 000 000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt.

1	2	1	2
Tag	1941 Mai	Tag	1941 Mai
1.	—	17.	− 19
2.	− 21	18.	—
3.	− 21	19.	− 12
4.	—	20.	− 13
5.	− 19	21.	− 14
6.	− 21	22.	− 11
7.	− 21	23.	+ 6
8.	− 17	24.	− 9
9.	− 16	25.	—
10.	− 18	26.	+ 2
11.	—	27.	− 10
12.	− 15	28.	− 12
13.	− 9	29.	− 7
14.	− 9	30.	− 14
15.	− 11	31.	− 3
16.	− 22		

Berlin-Charlottenburg, den 9. Juni 1941.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Abt. II.

Im Auftrage:

A. Scheibe, U. Adelsberger

Über Extinktionsdiagramme von Quarz

Von G. Borrmann

Am Beispiel von Quarz soll gezeigt werden, daß Intensität und Struktur der Extinktionslinien von der Güte des durchstrahlten Kristallexemplars abhängen

Mit Tafel IV

1. Das Entstehen von Extinktionslinien ist in der Fig. 1 dargestellt, die aus der Spektroskopie harter Strahlung seit langem bekannt ist (1). Es bedeute Q eine Röntgenlichtquelle, von der monochromatische Strahlung ausgeht, K eine Kristallplatte mit der Netzebene N, die für die

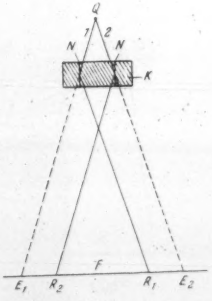


Fig. 1

Strahlen 1 und 2 in Reflexionsstellung steht, und F einen Film. Die durch F registrierte, von der Absorption im Kristall abhängige Intensität der Strahlung ist an den Stellen, wo 1

und 2 auftreffen, um die reflektierten Beträge vermindert. Diese Schwächung des Lichtes durch Reflexion wird als Extinktion bezeichnet. Die Interferenzbedingung ist für N außer in der Zeichenebene auch auf einem Doppelkegel erfüllt (dessen Spitze in Q liegt und dessen Achse senkrecht zu N steht), so daß ein Liniendiagramm entsteht. Zwei von den vier Linien, welche N liefert, und zwar die Extinktionslinien, sind einfach die Spuren jenes Doppelkegels auf dem Film. Steht K nahe bei Q und weit von F entfernt, so ordnen sich die Linien wie folgt paarweise an: die Extinktionslinie E_1 und die Reflexionslinie R_2 verlaufen in geringem Abstand ungefähr parallel zueinander, und ebenso bilden die helle Linie E_2 und die dunkle R_1 ein Paar. Alle Linien sind gegen die Spur der den Punkt Q enthaltenden Ebene der Schar N konvex gekrümmt. Die vier Linien können durch Millersche Indizes bezeichnet werden: E_1 als $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})_{\text{Extinktion}}$, R_2 als $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})_{\text{Reflexion}}$ und weiter $R_1 \equiv (hkl)_{\text{R}}$ und $E_2 \equiv (hkl)_{\text{E}}$.

Im allgemeinen steht N nicht wie im „symmetrischen Laue-Fall" senkrecht zur Oberfläche. Dann kann der in Fig. 2 dargestellte Fall eintreten, daß an Stelle der vier Linien nur eine Extinktionslinie auftritt. Der zugehörige Reflex geht in der starken Schwärzung unter, welche die am Kristall vorbeigehende Strahlung auf dem (genügend groß zu denkenden) Film erzeugt, während die zweite Spiegelungsmöglichkeit fehlt, entweder wie in der Abbildung wegen der äußeren Abmessungen von K oder weil in der Praxis das von Q ausgehende Strahlenbündel

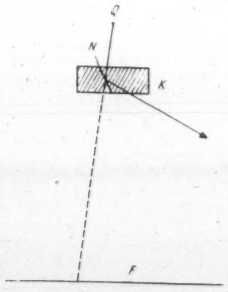


Fig. 2

eine begrenzte Öffnung hat. Innerhalb eines bestimmten wirksamen Bündels erscheinen also nur die Extinktionskegel aller spiegelnden Ebenen vollzählig, und zwar mit Einschluß der Bragg-Fälle, d. h. jener, in denen die Reflexe auf der Einfallsseite des Kristalls ausfallen. Daher stützt sich die geometrische Auswertung der Diagramme zweckmäßig auf die hellen Linien, zumal deren Abstände untereinander von der Entfernung QK nicht abhängen.

Sind die vier Linien bei unsymmetrischer Lage von N alle vorhanden, so sind doch ihre Intensitäten, d. h. die absoluten Beträge der Unter- und Überschreitungen des Untergrundes verschieden, da Extinktion und Absorption von den Strahlwegen im Kristall abhängen, diese aber verschieden sind [vgl. hierzu (2)]. Dies im einzelnen zu erörtern, erübrigt sich hier, da die Folgerung, auf die es ankommt, sich (aus Interferenzprinzip und Energiesatz) offenbar von selbst versteht: ist eine Strahlrichtung als Extinktionsrichtung sichergestellt, so kann auf dem Film nur Aufhellung beobachtet werden. Für einen Grenzfall allerdings trifft dies oft nicht zu. Wenn nämlich Q dem Kristall anliegt, so fallen helle und dunkle Linie eines Paares zusammen und heben sich dabei ganz oder teilweise auf, wobei im letzteren Fall die dunkle Linie überwiegen kann, oder sie bilden, falls die Überlagerung nicht vollkommen ist, eine Helldunkellinie (3). Doch wurde diese Möglichkeit im Experiment von vornherein ausgeschlossen. Selbstverständlich bleibt damit auch der Fall außer Betracht, daß Q *im* Gitter liegt [„Interferenzen aus Gitterquellen"; siehe (4)]. Ein weiterer Sonderfall wird am Schluß diskutiert werden.

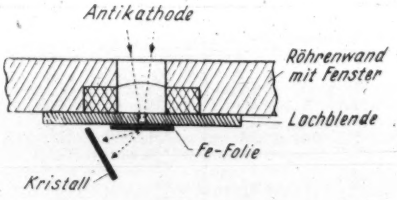


Fig. 3

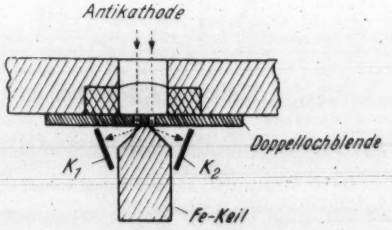


Fig. 4

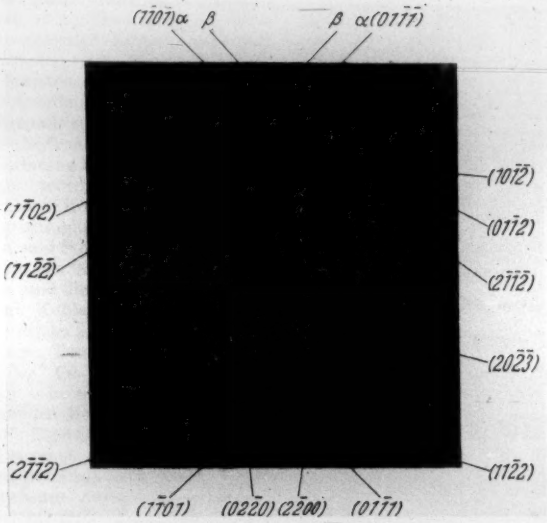


Fig. 5. Extinktionsdiagramm von Quarz. Kristall *A* (Mosaikkristall).
Anordnung der Fig. 4. *FeK*-Strahlung. Blende 0,3 mm Durchmesser. Kristallplatte ∥ (10$\bar{1}$0), 4 × 6 × 0,19 mm. Abstand $QK = 3$ mm, $QF = 15$ cm. Lage der kristallographischen Achsen: a_2 und a_4 ∥ zur Bildebene nach rechts bzw. oben. Bildmaßstab 1 : 1. In der Bezifferung ist durchweg der Index *E* (Extinktion) hinzuzudenken.

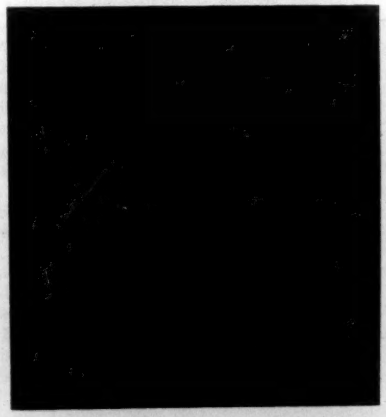


Fig. 6. Extinktionsdiagramm von Quarz. Kristall *B*.
Platte 20 × 20 × 0,20 mm. $QK = 6$ mm. Sonst wie Fig. 5. Die auf diesem Diagramm erkennbaren Linien sind in Fig. 5 indiziert.

2. Als Strahlenquelle diente nicht die Antikathode, sondern im Interesse spektraler Reinheit ein fluoreszierender Körper, und zwar Eisen, das entweder nach Fig. 3 oder nach Fig. 4 von der Primärstrahlung angeregt wurde. In der zweiten Anordnung war die Möglichkeit benutzt, zwei Kristalle zu gleicher Zeit zu durchstrahlen; die horizontale Divergenz jedes Strahlenbündels betrug hier 45°. Es ist bekannt, daß in derartigen Anordnungen die Streustrahlung des beleuchteten Körpers ganz überwiegend aus seiner Eigenstrahlung besteht. Praktisch kamen zunächst zwei Störungen zum Vorschein: Laue-Reflexe, die von Kristalliten im Blendenrand herrührten und die nach Auswechseln der Blei- gegen eine Kupferblende verschwanden, sowie außerdem bei der zweiten Methode Pulverlinien vom Eisen. Diese traten hervor, weil sie — von der *Cu*-Strahlung der Antikathode erzeugt — beim Durchgang durch den stark absorbierenden Kristall im Verhältnis zu der weicheren *Fe*-Eigenstrahlung verstärkt wurden. Trotzdem waren sie nur schwach und störten die Betrachtung der Diagramme wenig. Für die hier wiedergegebenen Aufnahmen wurden sie aber durch Selektivfilter (*Fe*-Folien) vollends unterdrückt.

3. Die Fig. 5, Tafel IV, zeigt eine Aufnahme von Quarz, die den Erwartungen an ein Extinktionsdiagramm entspricht. Das Bild enthält nur Linien nach Fig. 2; der symmetrische Laue-Fall insbesondere ist nicht verwirklicht, weil der Glanzwinkel der in Frage kommenden Netzebenen über den Bildbereich hinausführt. Die Linien sind zufolge der einmaligen photographischen Umkehr bei der Reproduktion dunkel. Die Fig. 6, Tafel IV, stellt wieder denselben Ausschnitt aus dem System der Kegelschnitte dar, das aber von einer anderen Quarzplatte entworfen ist. Ein Teil der Linien ist von dunkel nach hell umgeschlagen, der Rest fehlt. Meist haben die umgewandelten Linien einen dunklen Saum behalten, der wohl als Rest der Extinktion aufgefaßt werden kann. Die Photometerkurven der zwei stärksten Linien (1101) und (0111) aus beiden Diagrammen findet man in den Fig. 7 und 8. Hier ist die Wandlung der Linienstruktur klar zu erkennen, insbesondere wird deutlich, daß trotz des hellen Randes der Linien der Fig. 8 wirklich ein Intensitätsüberschuß da ist[1]). Wegen dieser Haupteigenschaft mögen diese Linien als Extinktionslinien mit umgekehrtem Vorzeichen oder kurz als Umkehrlinien bezeichnet werden, ohne aber die Helldunkelstruktur darüber außer acht zu lassen.

1) Die Ausdrücke hell und dunkel beziehen sich auf den Röntgenfilm, sofern nicht auf die Kopien verwiesen wird

4. Wo ist die Ursache für das verschiedene Verhalten der zwei Kristallexemplare zu suchen? Die Platten wichen in einigen Merkmalen voneinander ab.

a) Die Dicke war nicht genau dieselbe; Dickeschwankungen von 5 Proz. (vgl. die Unterschriften der Figuren) waren aber erfahrungsgemäß ohne Bedeutung.

b) Die übrigen Abmessungen der Platten und dadurch bedingt auch deren Abstände von der Strahlenquelle waren ungleich; die Erfahrung zeigte, daß beides ohne Einfluß war.

c) Der große Kristall B war in dem durchstrahlten Bereich ein reiner Rechtsquarz, A dagegen bestand aus zwei Bezirken von Rechts- und Linksquarz. Wie zu erwarten, kam im Diagramm von A der Strukturwechsel nicht zum Ausdruck. Damit ist zugleich klar, daß die zwei Modifikationen bei der Bildung der Umkehrlinien keine Rolle spielen[2]).

d) Die Herkunft der Platten war verschieden. Dieser Punkt ist nicht weiter untersucht worden. Es wird angenommen, daß die Herkunft keine für die Umkehrlinien wesentliche Variable verbirgt außer der nunmehr zu besprechenden Wachstumsgüte.

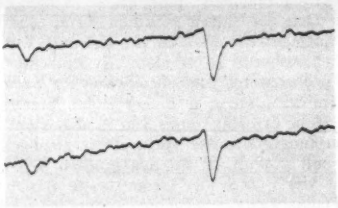


Fig. 7

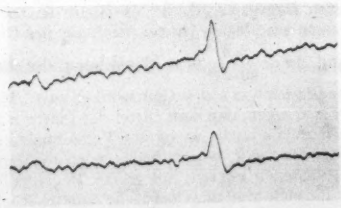


Fig. 8

Fig. 7 und 8. Photometerkurven der Linien $(1\bar{1}0\bar{1})$ und $(01\bar{1}\bar{1})$ aus den Fig. 5 und 6. Oberes Kurvenpaar: Kristall *A*. In der Richtung der positiven Ordinate nimmt die Schwärzung des Röntgenfilms zu.

2) Hierauf soll an anderer Stelle näher eingegangen werden.

Als entscheidend erwies sich der Grad der Regelmäßigkeit im Gitterbau. Der Kristall A, obwohl durchaus kein „idealer" Mosaikkristall, mußte doch diesem Typus zugerechnet werden. Dagegen war der Kristall B merklich besser und eher zum Typ Idealkristall zu zählen. Einen Hinweis darauf, daß der Kristall A Fehler hatte, gibt z. B. auf Fig. 5 die Linie $(01\bar{1}\bar{1})$, welche in der Mitte des Bildes aufspaltet. Nimmt man als Maß für die Güte der Gitter die Reflexionsbreite, so geben die zwei Figuren hierüber allerdings keine weiteren Aufschlüsse, denn die Linien sind auf beiden etwa gleich scharf. Um die verschiedenen Reflexionsbreiten zur Wirkung kommen zu lassen, hätten die Weitwinkeldiagramme in erheblich größerem Abstande aufgenommen werden müssen, was mit Rücksicht auf den Aufwand an Belichtungszeit nicht zweckmäßig schien. Um trotzdem über die Kristallgüte in einfacher Weise etwas zu erfahren, wurde statt dessen durch Spiegelung der Strahlung der Antikathode an einer zur Kristalloberfläche parallelen Netzebene ein Spektrum auf einer photographischen Platte entworfen und photometriert.

Die Fig. 10 zeigt ein mit der Platte B erhaltenes $K\alpha$-Dublett. Ein Vergleich mit bekannten Spektralaufnahmen hinsichtlich Linienbreite und Tiefe des Sattels zwischen der α_1- und der α_2-Spitze erweist die Güte des Kristalls. Um die Reflexionsbreite zu erhalten, ist zunächst von der beobachteten Linienbreite von 1,7′ (= volle Breite der Linie α_1 in halber Höhe, letztere in der Höhe des Maximums von α_2 abgelesen) die Dämpfungsbreite der Spektrallinie abzuziehen, die mit 0,58 X.-E. (5) den größten Teil und zwar vier Fünftel der Gesamtbreite einnimmt. Auf einige kleinere, nicht sehr sichere Korrekturgrößen (6), die zusätzlich abzuzählen sind, soll verzichtet und daher ein Wert von rund 20″ als obere Grenze für die Reflexionsbreite angesehen werden. Dagegen ergibt sich die Breite der Totalreflexion am idealen Quarzkristall aus der Gleichung $\Delta\vartheta = \frac{4\delta}{\sin 2\vartheta}$ (δ = Abweichung des Brechungsindex von 1, ϑ = Glanzwinkel) zu 7″. Man darf also sagen, daß dem Gitter der Platte B an der Reflexionsstelle wenig zur Vollkommenheit fehlte. Dies galt, wie Aufnahmen an mehreren Kristallstellen zeigten, mit großer Regelmäßigkeit für viele mm² der Oberfläche und daher sehr wahrscheinlich auch für das Innere der 0,2 mm dicken Scheibe.

Die mit dem Kristall A erhaltenen Spektrallinien wiesen viele unregelmäßige Störungen, wie Aufspaltungen und Verbiegungen, auf. Es fanden sich aber auch stückweise gute Linien, deren schärfste Stellen photometriert wurden. Aus der Fig. 9 ist zu ersehen, daß die Linien breiter sind als die der Platte B; der Zuwachs der Reflexionsbreite beträgt fast 1′. Da das Weitwinkeldiagramm von einem dichten Netz von Linien überdeckt ist, so hätte auch ein kleiner Kristallbereich mit genügend gutem Gitter sich durch Umkehrlinien bemerkbar machen müssen. Nun tritt nirgends ein Stück einer solchen Linie auf, wohl aber besitzen einige der stärksten Linien einen sehr schwachen dunklen Saum (vgl. auch Fig. 7). Es liegt nahe, hierin den Beginn der Entwicklung zur Umkehrlinie zu erblicken und

Fig. 9.

Fig. 10.

Fig. 9 und 10. Reflex $(40\bar{4}0)$, bestehend aus dem $K\alpha$-Dublett von Cu. Obere Kurve: Kristall A. Der Abstand α_1—α_2 beträgt im Winkelmaß 9,0′.

ferner zu schließen, daß diese Entwicklung erst bei Reflexionsbreiten, die unterhalb der beobachteten von rund 1′ liegen, fortgesetzt wird. Da aber das Kristallinnere der Platte A anders aussehen kann als die Oberflächenschicht, über die man bei der Reflexion Aufschluß erhält, so ist der eingesetzte Grenzwert vielleicht nicht zuständig. Dieser Kristall erlaubte ebenso wie mehrere andere untersuchte Stücke wegen der regellosen Störungen keine bessere Festlegung der Grenze. Daß die Grenze aber eng gezogen sein muß, zeigte sich bei weiteren Versuchen.

5. Beim Übergang vom schlechten zum guten Kristall hat nach Aussage der Fig. 5 und 6 ein Teil der Extinktionslinien, darunter gerade die

stärksten, das Vorzeichen gewechselt, während der Rest, meist schwächere Linien, fehlt. Man wird erwarten, daß ein Kristall „mittlerer" Güte ein Stadium der Entwicklung der Umkehrlinien darbieten wird, in welchem die starken Linien die Intensität Null besitzen und die schwachen noch Extinktionslinien sind. Dies wurde ebenso beobachtet. Es erschienen einige schwache Aufhellungslinien und außerdem, am deutlichsten wahrnehmbar, $(1\bar{1}0\bar{1})$ und $(01\bar{1}\bar{1})$ als Helldunkellinien, deren Gesamtintensität gleich Null zu schätzen war. Daß diese zwei Linien nicht ganz verschwinden, sondern in die Helldunkelstruktur ausweichen würden, war nach der Form der Umkehrlinien in Fig. 8 vorauszusehen. Somit ist in drei Stufen der Entwicklung beobachtet, wie eine Extinktionslinie vom Rand, und zwar von der konvexen Seite her, umgewandelt wird: von der noch intensiv hellen Linie mit dunklem Saum über die schwache (schätzungsweise) symmetrische Helldunkellinie zur dunklen Linie mit hellem Saum. Nimmt man an, daß alle Linien sich so entwickeln, so leuchtet ein, daß schwache Linien beim Nulldurchgang völlig verschwinden.

Ein Gitter „mittlerer" Güte in dem oben beschriebenen Sinn stellte sich beim Schleifen guter Quarzkristalle ein. Die Wirkung des Schleifens ist bekannt. An Kristallen geringer Härte, wie z. B. *Cu*, wird das Einkristallgitter bis in einige Tiefe völlig zerstört, so daß die Schicht ein Pulverdiagramm liefert (2), an Kristallen großer Härte wie Quarz wird nur eine dünne Schicht etwas aufgelockert, und diese sehr gleichmäßige Mosaikbildung bewirkt eine Zunahme der Reflexionsbreite (7). Das Diagramm solcher Quarzscheiben enthielt, wie beschrieben, noch keine Umkehrlinien. Diese kamen erst zum Vorschein, nachdem der Kristall 2^h in 40prozentiger Flußsäure gebadet worden war. Die Wiederholung der Behandlung ließ die Umkehrlinien nur sehr wenig deutlicher werden, ein Beweis dafür, daß die aufgerauhte Schicht bereits nach dem ersten Ätzen zum größeren Teil abgetragen war. (Mit einem solchen Kristallexemplar ist das Diagramm der Fig. 6 gewonnen.) Die Dickenminderung durch das zweimalige Ätzen war $< 0{,}01$ mm oder, bei einer Dicke von 0,2 mm, < 5 Proz. Beurteilt am Verhältnis der Dicken von gestörter Schicht und Restkristall, machte die geringe Mosaikbildung sich also stark bemerkbar.

6. Der Vergleich der Extinktions- mit den Umkehrlinien hatte bereits dazu geführt, als Regel auszusprechen, daß starke Extinktionslinien mit der Besserung des Gitters rascher umkehren als schwache. Da nun das Bild des Mosaikkristalls wegen dessen unregelmäßiger Gitterfehler Störungen der relativen Linienintensitäten aufweisen kann, ist es besser, die Intensitätsfolge der Umkehrlinien mit dem Streuvermögen der betreffenden Netzebenen zu vergleichen. Genaue Messungen der reflektierten Intensitäten liegen für eine Reihe von Quarznetzebenen vor (8). Man findet, daß zu den zwei stärksten Linien der Diagramme, die von den gleichwertigen Pyramidenflächen $(1\bar{1}01)$ und $(01\bar{1}\bar{1})$ herstammen, der stärkste Quarzreflex gehört und daß auch alle anderen Umkehrlinien starken Reflexen zuzuordnen sind. Es scheint aber, als ob diese Regel, eine Linie wechsle das Vorzeichen um so leichter, je größer das Reflexionsvermögen ihrer Netzebene, nur in groben Zügen gelte, im einzelnen aber durchbrochen werden könne. Eine zuverlässige Reihenfolge der Intensitäten der Umkehrlinien anzugeben, ist zur Zeit noch schwierig, da die meisten Linien schwach und zudem offenbar in verschiedenem Grade hell-dunkel sind.

Diagramme einer Platte, die nicht wie die Kristalle *A* und *B* parallel zu (1010), sondern parallel zu (0001) geschnitten war, zeigte ebenfalls $\{1\bar{1}0\bar{1}\}$ überwiegend, sodann $\{1\bar{1}01\}$ und $\{20\bar{2}\bar{3}\}$. Ein Einfluß der Kristallorientierung auf die Intensität der Umkehrlinien scheidet also im Rahmen der bisherigen Genauigkeit aus.

7. Würde es sich nur darum handeln, das Anfangsstadium der Umwandlung zu erklären, nämlich die Extinktionslinien mit dunklem Rand [die auch an anderen Kristallen, z. B. an Diamant (9), beobachtet wurden], so könnte das einfach mit einer doppelten Spiegelung des Primärstrahls nach Fig. 11 geschehen. Die Parallelverschiebung des einfallenden Strahls erfolgt dabei so, daß der Saum auf der konvexen Seite der Linie entsteht, wie es der Beobachtung

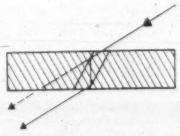


Fig. 11.

entspricht. Solange die Absorption unberücksichtigt bleibt, ist klar, daß der Saum immer nur einen Bruchteil der Extinktionslinie kompensieren kann (im Grenzfall des vollkommenen Gitters könnte nach der Pendellösung der Ausgleich unter Umständen gerade erreicht werden). Die Absorption begünstigt in dem skizzierten Fall den zweimal reflektierten Strahl, weil sein Weg im Kristall kleiner ist als der des einfallenden Strahls. Bei den untersuchten Quarzplatten muß die Absorption die Intensitäten

stark beeinflussen, denn da bei senkrechtem Durchtritt der $FeK\alpha$-Strahlung die Intensität bis auf einen Rest von 3 Proz. verschluckt wird, so bewirkt nach dem Absorptionsgesetz eine kleine relative Dickenänderung bereits eine $3\frac{1}{2}$mal größere relative Intensitätsschwankung. Daher könnte man zusehen, ob in der angedeuteten Weise etwa auch eine Umkehr der Linien zu erreichen wäre. Bei der Ausrechnung stellt sich aber die Schwierigkeit ein, daß der Extinktionskoeffizient nicht bekannt ist. Indessen genügt schon ein Vergleich der Skizze mit den Diagrammen, um einzusehen, daß dieser Weg nicht zum Ziel führt. Die Umkehrlinien der Fig. 6 liegen alle nicht weit weg vom Durchstoßpunkt des Lotes auf der Kristallplatte, während die zugehörigen Reflexe nicht auftreten, weil sie zu weit vom Lot entfernt sind. Dann wird aber gerade umgekehrt wie in Fig. 11 der Saum durch Absorption benachteiligt[3]).

8. In dieser Arbeit sollten einige Eigenschaften der Umkehrlinien beschrieben und vor allem klargelegt werden, daß die Anomalie sich mit der Annäherung an das vollkommene Gitter einstellt. Auf dem Boden der bisher beschriebenen Ergebnisse ließen sich wohl noch weitere Überlegungen über die Entstehung der Umkehrlinien anstellen, doch schien eine Klärung nicht zu erhoffen, solange nicht weitere experimentelle Daten bekannt waren. Im Vordergrund stand folgende Hypothese: Da der Augenschein lehrt, daß in den Extinktionsrichtungen eine größere Intensität auftritt, so muß der Kristall in diesen Richtungen durchlässiger sein als in anderen. In der Tat sprachen Messungen an Kalkspat, die vor einiger Zeit mit einer anderen Versuchsanordnung, einem Zweikristallspektrographen, ausgeführt worden sind, *für* diese Auffassung. Das Verständnis für sie wurde dann von M. v. Laue eröffnet, der aus der dynamischen Theorie der Interferenzen im vollkommenen Gitter (10) den Schluß zog, daß der Absorptionskoeffizient innerhalb des Reflexionsbereichs schwanken kann. Über diese Entwicklung soll demnächst berichtet werden.

Bei den Aufnahmen war das Röntgenrohr von Jürgen Beck (11) eine außerordentliche Hilfe. Eine Reihe guter Quarzkristalle verdanke ich Herrn Obering. Eberhard (Radio-Aktiengesellschaft D. S. Loewe).

3) Wahrscheinlich dürfte auch schon der dunkle Saum der Extinktionslinien (wenigstens hier bei Quarz) nichts mit der Doppelreflexion zu tun haben, und zwar aus folgendem Grund. Wenn Doppelreflexion vorliegt, so wird der Saum mit erhöhter Reflexion, also größerer Intensität der Extinktionslinie, zunehmen, beginnt aber eine echte Umwandlung, so wird mit wachsendem Saum eine allgemeine Schwächung der Linie eintreten. Verfolgt man auf den Filmen (Format 18×24 cm) die starken Extinktionslinien über längere Strecken, so schätzt man, daß sie gerade dort am hellsten sind, wo der Rand fehlt.

Literaturverzeichnis

1) Lord Rutherford und E. N. da C. Andrade, Phil. Mag. **28**, 263, 1914.
2) G. Borrmann, Ann. d. Phys. (5) **27**, 669, 1936.
3) H. Seemann, Physik. Zeitschr. **36**, 837, 1935.
4) W. Kossel, Ergebn. d. exakten Naturw. **16**, 295, 1937.
5) Compton-Allison, X-Rays in Theory and Experiment. S. 745.
6) S. K. Allison, Phys. Rev. **38**, 203, 1931.
7) Y. Sakisaka, Proc. Phys.-Math. Soc. Japan **12**, 189, 1930.
8) R. E. Gibbs, Proc. Roy. Soc. London (A) **110**, 443, 1926. Vgl. auch F. Machatschki, Zeitschr. f. Krist. **94**, 222, 1936.
9) M. v. Laue, Röntgenstrahlinterferenzen. 1941, S. 220.
10) Vergl. 9. Seite 242
11) J. Beck, Physik. Zeitschr. **40**, 474, 1939.

Berlin-Dahlem, Max-Planck-Institut, April 1941.

(Eingegangen 11. April 1941)

Folgerungen über Atom und Elektron aus dem Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien

Von J. Stark

1. Einleitung. – Seit der Entdeckung des Effektes des elektrischen Feldes auf Spektrallinien sind nahezu 28 Jahre vergangen. In dieser Zeit sind über 400 Abhandlungen über diesen Effekt erschienen; wenigstens in der Hauptsache sind die der unmittelbaren Beobachtung zugänglichen Einzelheiten und Gesetzmäßigkeiten des Effektes aufgeklärt worden. Es mag darum nicht verfrüht sein, den Versuch zu machen, eine zusammenfassende Übersicht über die Folgerungen aus ihm über das Atom und Elektron zu geben, welche nicht unmittelbar durch die Beobachtung festgestellt werden können. Hierbei kommt es mir vor allem auf solche Folgerungen an, welche nicht schon aus anderen Erscheinungen bekannt sind, sondern unsere Erkenntnisse der Wirklichkeit des Atoms und Elektrons erweitern. Diese Folgerungen entspringen aus dem Streben, eine Erkenntnis der Wirklichkeit zu gewinnen; sie wollen keinesfalls nur Modelle konstruieren, welche die bekannten Gesetzmäßigkeiten logisch unter dogmatischen Annahmen abzuleiten gestatten. Denn Physik ist nicht eine Aufgabe der menschlichen Logik und Dogmatik, sondern die experimentelle Erforschung der unbelebten Erscheinungen.

2. Ausgezeichnete elektrische Zustände des Atoms mit verschiedenen elektrischen Momenten. – Die experimentelle Untersuchung des Effektes des elektrischen Feldes auf Spektrallinien hat die grundlegende Tatsache ergeben, daß es zwei Arten des Effektes gibt, den quadratischen und den linearen Effekt. Im quadratischen Effekt ist die Frequenzänderung oder Verschiebung der Spektrallinien proportional dem Quadrat der Feldstärke, im linearen Effekt proportional der ersten Potenz der Feldstärke. Im allgemeinen überlagern sich die beiden Effekte; es gibt aber auch Fälle, in denen nur die eine Art des Effektes beobachtbar in Erscheinung tritt, so der lineare Effekt bei den Wasserstofflinien unterhalb einer Feldstärke von 100000 Volt/cm.

Aus der Erscheinung des quadratischen Effektes ist, wie naheliegt, zu folgern, daß durch die Wirkung des von außen her über die Atome gelagerten elektrischen Feldes in diesen das Oberflächenelektron in bezug auf den Atommittelpunkt so verschoben wird, daß ein elektrisches Moment in dem Atom proportional der elektrischen Feldstärke induziert wird. Die elektrische Kraft auf dieses Moment ist dann gleich dem Produkt aus Feldstärke und Moment, also proportional dem Quadrat der Feldstärke und somit auch die Änderung der Energie und der Frequenz des Oberflächenelektrons. Der quadratische Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien ist also auf Grund unserer Kenntnis des Aufbaus des Atoms aus elektrischen Ladungen zu erwarten und bedeutet für uns wohl eine neue Erscheinung, aber nicht eine grundsätzlich neue Erkenntnis.

Aus der Erscheinung des linearen Effektes auf Spektrallinien ist zu folgern, daß die Träger solcher Linien ein elektrisches Eigenmoment unabhängig von einem äußeren Feld besitzen; die elektrische Kraft auf die Linienträger ist darum proportional dem Produkt aus Eigenmoment und äußerer Feldstärke, also proportional der ersten Potenz von dieser. Nun aber erhob sich bald die Frage, ob das elektrische Eigenmoment nur im Zustand der Lichtemission oder auch unabhängig davon am Atom im energetisch tiefsten Zustand, wenn es nicht zu Lichtemission angeregt ist, auftritt. Diese Frage ließ sich begreiflicherweise nicht durch Beobachtungen an der Lichtemission beantworten, sondern nur durch Beobachtungen an Atomen im energetisch tiefsten Zustand. Erst in den Jahren 1934–1936 gelang es mir, solche Beobachtungen ausführen zu lassen. Ich veranlaßte an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Herrn Scheffers, die Ablenkung von thermischen Atomstrahlen durch ein quergestelltes inhomogenes elektrisches Feld quantitativ zu messen. Die Untersuchung[1]) von Strahlen des Wasserstoffs, Sauerstoffs, Lithiums, Kaliums und Cäsiums ergab, daß die Atome dieser Elemente im energetisch tiefsten Zustand kein meßbares elektrisches Eigenmoment besitzen, daß aber durch ein äußeres elektrisches Feld in ihnen ein Moment proportional der äußeren Feldstärke induziert wird.

Aus dieser Tatsache ist zu folgern, daß die Atome, wenn sie Spektrallinien mit dem linearen elektrischen Effekt emittieren, nicht in dem energetisch tiefsten Zustand sich befinden, da sie ja dann, wie aus dem elektrischen Effekt zu folgern ist, ein von Null verschiedenes elektrisches Eigenmoment besitzen. Es können also die Atome chemischer Elemente außer in einem energetisch tiefsten Zustand mit dem elektrischen Eigenmoment Null in energetisch höheren Zuständen vorkommen, die durch die Emission scharfer Spektrallinien und bestimmte elektrische Eigenmomente ausgezeichnet sind.

3. Entgegengesetzte axiale Einstellungen des Atomelektrons. – Fällt die Achse des elektrischen Feldes zusammen mit der Achse der Bewegung der Kanalstrahlenatome, so zeigt sich bei geeignetem Gasdruck eine Intensitätsdissymmetrie der lang- und der kurzwelligen Komponenten der Wasserstofflinien. Diese Intensitätsdissymmetrie kehrt sich um, wenn die Richtung des Feldes umgekehrt wird. Schon vor längerer Zeit habe ich diese Erscheinung in folgender Weise gedeutet. Infolge des Zusammenstoßes der Kanalstrahlenatome mit begegnenden Gasmolekülen werden mehr Atome mit ihrem Elektron auf die Rückseite als auf die Vorderseite der Bewegung gedreht; je nachdem auf der Rückseite der Bewegung der Kanalstrahlenatome die Anode oder die Kathode des elektrischen Feldes liegt, überwiegt darum die Intensität der nach längeren oder nach kürzeren Wellen verschobenen Linienkomponenten.

Kürzlich[2]) habe ich darauf hingewiesen, daß diese Erscheinung in entsprechender Weise auch an einer Para-Heliumlinie beobachtet worden ist.

Schon vor längerer Zeit habe ich aus der gekennzeichneten Erscheinung der Intensitätsdissymmetrie der kurz- und der langwelligen Komponenten von Linien mit dem linearen Effekt des elektrischen Feldes gefolgert, daß die Atome im elektrischen Feld entgegengesetzte axiale Einstellungen erfahren, indem von ihm ein Teil der Atome mit

1) H. Scheffers und J. Stark, Physik. Zeitschrift **35**, 625, 1934; **37**, 217, 1936.
2) J. Stark, Physik. Zeitschr. **42**, 45, 1941.

ihrem Oberflächenelektron nach der Anodenseite, der übrige Teil nach der Kathodenseite des Feldes gedreht wird.

Daß ein Atom, das ein elektrisches Moment besitzt, in einem elektrischen Feld sich so einstellt, daß sein Elektron auf der Anodenseite des Feldes liegt, ist zu erwarten. Dagegen ist seine entgegengesetzte Einstellung, Elektron auf der Kathodenseite, unverständlich, wenn man das Elektron als einen geladenen Punkt auffaßt. Sie wird erst dann verständlich, wenn das Elektron ein elektrisch geladener Kreisel ist, der eine Drehbewegung um seine Figurenachse hat; denn dann weicht es der Drehung durch das äußere elektrische Feld in einer Präzessionsbewegung um die Feldachse aus, behält aber seine entgegengesetzte Einstellung bei. So kommen wir zu der Folgerung[3]) aus dem Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien, daß das Atomelektron in einer Kreiselbewegung begriffen ist, sei es daß seine Kreiseldrehachse in einer Atomachse still steht oder um sie eine Präzessionsbewegung ausführt.

Hat das Atomelektron keine Präzessionsbewegung um eine Atomachse und fällt seine Kreiseldrehachse mit der Achse des übergelagerten Feldes zusammen, dann ist kein linearer Effekt des Feldes auf die aus diesem Zustand heraus emittierte Spektrallinie zu erwarten. Wenn dagegen das Elektron eine Präzessionsbewegung um eine mit der Feldachse zusammenfallende Atomachse besitzt, dann wird es von dem Feld bei anodischer Einstellung an die Achse herangedrückt, bei kathodischer Einstellung von ihr weggedrückt unter Änderung des Winkels der Präzessionsbewegung und somit auch unter Vergrößerung oder Verkleinerung der Frequenz der aus diesen Zuständen emittierten Spektrallinie, und zwar wird diese für die anodisch eingestellten Atome entgegengesetzt zu den kathodisch eingestellten Atomen verschoben, die Linie also durch das Feld in zwei Komponenten aufgespalten.

Nun zeigt in der Erfahrung eine Spektrallinie im linearen Effekt nur zwei oder jedenfalls nur wenige Komponenten, nicht ein kontinuierliches Band zwischen der unverschobenen Linie und einem weitest verschobenen Rand, wie es sein müßte, wenn die Trägeratome in allen möglichen Einstellungen der Atomachsen zwischen 0° und 180° im elektrischen Feld vorkämen. So ist zu folgern, daß die Atome in einem übergelagerten elektrischen Feld nur einige wenige ausgezeichnete axiale Einstellungen erfahren. Von dem Grund dieser Erscheinung wird im nächsten Abschnitt die Rede sein.

An dieser Stelle mag ein Überblick gegeben werden über die Formen, welche der Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien haben kann.

Vorweggenommen sei die Form des quadratischen Effektes; er besteht in einer Verschiebung einer Spektrallinie nach längeren oder kürzeren Wellen proportional dem Quadrat der elektrischen Feldstärke. Er kann über den linearen Effekt gelagert sein.

Der lineare Effekt besteht beim Fehlen des quadratischen in der Aufspaltung einer Linie in eine nach Rot und eine nach Violett verschobene Komponente entsprechend der anodischen bzw. kathodischen Einstellung des Atomelektrons. Bei Überlagerung mit einem genügend großen quadratischen Effekt erscheint eine Linie in ein nach Rot oder Violett verschobenes Duplet aufgespalten.

Unter diese einfachen Formen des Effektes des elektrischen Feldes scheinen sich die Aufspaltungen der Wasserstofflinien durch das elektrische Feld nicht einordnen zu lassen. Indes hat man zu beachten[4]), daß in ihnen ohne elektrisches Feld drei Linien nahezu zusammenfallen, ihre Komponenten jedoch durch das Feld auseinander gelegt werden, weil sie verschieden weit verschoben werden; außerdem treten im Feld noch neue Linien mit je zwei Komponenten auf. Dies wird im einzelnen im nächsten Abschnitt gezeigt werden.

4. Ausgezeichnete Kreisel- und Präzessionsbewegungen des Atomelektrons. — Im zweiten Abschnitt wurde gefolgert, daß das Atom außer im energetisch tiefsten Zustand mit dem elektrischen Moment Null noch in energetisch höheren Zuständen mit elektrischen Momenten größer als Null vorkommen kann. Im dritten Abschnitt wurde gefolgert, daß das Atomelektron in einer Kreiselbewegung begriffen ist und um eine Atomachse Präzessionsbewegungen ausführen kann. Es ist darum weiter zu folgern, daß die ausgezeichneten elektrischen Zustände des Atoms in ausgezeichneten Kreisel- und Präzessionsbewegungen des Atomelektrons bestehen; jeder dieser ausgezeichneten Bewegungen entspricht ein ausgezeichneter Energieinhalt des Atomelektrons. Während im energetisch tiefsten Zustand (elektrisches Moment Null) der Mittelpunkt des Atomelektrons mit dem Mittelpunkt

3) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 349, 1937.

4) J. Stark, Physik. Zeitschr. **40**, 591, 1939.

der positiven Ladung des Restatoms zusammenfällt, ist er in den energetisch höheren Zuständen, also in den Kreisel- und Präzessionsbewegungen größerer Energie von ihm weggerückt, so daß das elektrische Moment des Atoms für sie größer als Null ist.

Solange das Elektron eine seiner ausgezeichneten Bewegungen und somit eine ausgezeichnete Energie besitzt, bleibt diese unverändert, seine Bewegung also stationär. Wird es jedoch durch eine Einwirkung von außen aus einer ausgezeichneten Bewegung herausgeworfen, so geht aus seinem Feld solange und soviel Energie in Form von Strahlung fort, bis es eine neue, energieärmere ausgezeichnete Bewegungsform erreicht hat.

Was unterscheidet nun die ausgezeichneten Bewegungsformen ohne Energieausstrahlung von den dazwischen liegenden Bewegungen mit Energieabgabe?

Zur Beantwortung dieser Frage hat man sich vor Augen zu halten, daß die Bewegung des Elektrons mit einer Strömung elektromagnetischer Energie in seinem Felde verbunden ist. Wenn es in einer ausgezeichneten Bewegung begriffen ist, dann strömt die an es geknüpfte elektromagnetische Energie auf geschlossenen Bahnen oder sie führt, wie ich mich früher[5]) ausdrückte, eine innerzyklische Bewegung aus. Diese Bedingung der Strömung in geschlossenen Bahnen ist indes nur für bestimmte, scharf ausgezeichnete Kreisel- und Drehbewegungen erfüllt; und zwar sowohl beim Fehlen wie bei Vorhandensein eines äußeren elektrischen Feldes; beim Abweichen von ihnen tritt elektromagnetische Energie aus den geschlossenen Strombahnen aus oder ein, es ändert sich also der Strömungszustand und Energieinhalt des Elektrons, bis wieder ein Zustand der Energieströmung in geschlossenen Bahnen erreicht ist.

Obwohl die Bohrsche Theorie des punktförmigen um den Atomkern umlaufenden Elektrons nicht der Wirklichkeit entspricht, so hat Bohr doch in glücklicher Weise zur quantitativen Kennzeichnung der Bewegungszustände des Elektrons den Drehimpuls benützt und erkannt, daß die ausgezeichneten Drehimpulse des Wasserstoffelektrons ganzzahlige Vielfache sind. Und auf Grund dieser Erkenntnis hat Epstein[6]) eine Formel abgeleitet, welche die Änderung der Frequenz einer Wasserstofflinie als Funktion der Drehzahlen des Wasserstoffelektrons und der Feldstärke darstellt. Da die Epsteinsche Formel Drehzahlen enthält und der Begriff des Drehimpulses auch auf unser Kreiselelektron angewandt werden kann, gilt sie auch für dieses; sie gibt die Frequenzänderungen der Wasserstofflinien durch das elektrische Feld genau in Übereinstimmung mit der Erfahrung wieder. In der umstehenden Zahlentafel sind die Drehzahlentripel für die Kreisel- und Präzessionsbewegungen des Wasserstoffelektrons beim Übergang von einem Anfangszustand in einen Endzustand, also bei der Emission einer Wasserstofflinie zusammengestellt und neben jeden einzelnen Anfangszustand in Klammern die verhältlichen Verschiebungen durch das elektrische Feld gesetzt, wobei das obere Vorzeichen für die anodische, das untere Vorzeichen für die kathodische Einstellung des Elektrons gilt. Die an dritter Stelle stehende Zahl k ist die Drehzahl der Kreiselbewegung des Elektrons, die an der zweiten Stelle a die Drehzahl der Präzessionsbewegung um die Atomachse, die an der ersten Stelle f die Drehzahl der Präzessionsbewegung der Atomachse um die Feldachse.

Die folgende Tabelle gibt lediglich die *se*-Serien, also diejenigen der elektrisch senkrecht zur Feldachse schwinge den Linien; von der Mitteilung einer Tabelle für die zur Feldachse parallel schwingenden Linien sei abgesehen.

Wie aus der Tabelle zu ersehen ist, enthält jede Wasserstofflinie*) ohne elektrisches Feld (erste Drehzahl 0) drei Linien, je eine Linie der Hauptserie und der scharfen und der diffusen Nebenserie in der Bezeichnungsweise für die schweren Elemente; jede dieser Linien, mit Ausnahme der unverändert bleibenden Linie 002 — 003, wird durch das elektrische Feld in ein Duplet (rot- und violettverschobene Komponente) zerlegt. Außerdem treten neben diesen Serienlinien im elektrischen Feld (erste Drehzahl nicht Null) neue Linien auf, welche ich als Feldlinien bezeichnen möchte, da sie die Existenz einer Feldachse zur Voraussetzung haben. Diese werden durch das Feld ebenfalls in ein Duplet zerlegt mit Ausnahme einiger weniger unzerlegt bleibender Linien, für welche die Energieänderungen im höheren und tieferen Zustand durch das Feld gleich groß sind.

5. Lichtemission am Ende eines Überganges des Atomelektrons von einem ausgezeichneten Bewegungszustand in einen energetisch tieferen Zustand. — Wie zuerst von J. Koch[7]) an zwei Heliumlinien, später an zahlreichen anderen Linien gezeigt

5) J. Stark, Physik. Zeitschr. **8**, 881, 1907.
6) P. S. Epstein, Physik. Zeitschr. **17**, 148, 1916; Ann. d. Phys. **50**, 489, 1916.

*) Genauer: jede Duplet-Komponente einer Wasserstofflinie. Bei mäßiger Dispersion überlagern sich die Duplet-Komponenten.

7) J. Koch, Ann. d. Phys. **48**, 98, 1915.

Tabelle

se-Serien von Wasserstofflinien im elektrischen Feld

Endbewegung $f_1 a_1 k_1$	Anfangsbewegungen $f_2 a_2 k_2$				Serienart
	H_α	H_β	H_γ	H_δ	
002	021 (∓ 6)	031 (∓ 12)	041 (∓ 20)	051 (∓ 30)	Scharfe Nebenserie
011	012 (∓ 1)	022 (∓ 6)	032 (∓ 13)	042 (∓ 22)	Hauptserie
002	003 (0)	013 (∓ 4)	023 (∓ 10)	033 (∓ 18)	Diffuse Nebenserie
011		112 (± 2)	122 (∓ 3)	132 (∓ 10)	Serie von Feldlinien
002			113 (0)	123 (∓ 6)	Serie von Feldlinien
011				222 (± 2)	Serie von Feldlinien

wurde, kann die Emission von Linien, die ohne ein elektrisches Feld keine oder nur eine sehr geringe Intensität besitzen, von diesem erzwungen werden. Dies gilt vor allem für die Serien $2p-mp$ und $2s-ms$. Ritschl und Siksna[8]) haben außerdem gezeigt, daß die Intensität einer Linie von einer bestimmten Laufzahl m in der Serie $2s-mp$ in dem Maße abnimmt, in welchem diejenige der Linie gleicher Laufzahl in der Serie $2p-mp$ zunimmt. Aus diesen Tatsachen dürfen wir folgern, daß die Emission einer Linie durch das Atomelektron am Ende seines Überganges von einem ausgezeichneten Bewegungszustand in einen energetisch tieferen Zustand erfolgt und daß das elektrische Feld die Bewegung des Elektrons bei den Übergängen zwischen den ausgezeichneten Zuständen steuert und gewisse Übergänge erzwingt, welche ohne es nur sehr selten vorkommen.

8) R. Ritschl und R. Siksna, Physik. Zeitschrift **39**, 767, 1938.

Traunstein (Oberbayern), Mai 1941.

(Eingegangen 28. Mai 1941.)

Über das Verhalten der durchdringenden Komponente in der kosmischen Strahlung*)

Von Detlof Lyons

Die Erscheinungen der kosmischen Strahlung fanden ihre weitgehende Klärung, als es durch eine Zerlegung der Strahlung in verschiedene Komponenten gelang, die verwickelten Phänomene zu ordnen und die besonderen Eigenschaften der verschiedenen Teilchensorten, die in den Komponenten eine Rolle spielen, getrennt zu studieren. Die „weiche Komponente" besteht aus Elektronen und Lichtquanten, die auf Grund der bekannten Strahlungsprozesse schon in verhältnismäßig dünnen Materieschichten absorbiert werden können. Die in Meereshöhe vorhandene weiche Strahlung wird praktisch schon durch 10 cm Blei vollständig ausgefiltert. Die „harte Komponente" dagegen zeichnet sich durch ihr großes Durchdringungsvermögen aus. Ihre Intensität, die in Meeresniveau ungefähr 70 Proz. der dort vorhandenen Gesamtstrahlung beträgt, kann in einer Wassertiefe von mehr als 1 km noch gemessen werden. In den letzten Jahren hat sich die Aufmerksamkeit vorwiegend auf diese durchdringende Strahlung gerichtet, da sich herausstellte, daß sie mit großer Wahrscheinlichkeit zum Hauptteil aus einer bisher unbekannten Teilchensorte, den Mesonen, besteht, deren Masse zwischen der des Elektrons und der des Protons liegt. Die Kenntnis von dem Verhalten dieser Mesonen in ihrer Wechselwirkung mit Materie ist für die moderne Physik von ausschlaggebender Bedeutung; so scheinen diese Teilchen mit den Kernkräften eng verknüpft zu sein. Eine interessante Eigenschaft der Mesonen ist die, daß sie aller Wahrscheinlichkeit nach radioaktiv sind und daher, ohne in Wechselwirkung mit Materie treten zu brauchen, zerfallen können; daraus folgt, daß sie nicht aus dem Weltraum kommen, sondern erst in der Atmosphäre gebildet werden. Johnson hat auf Grund des Ost-West-Effektes die Ansicht vertreten, daß sie von positiv geladenen Teilchen gebildet werden. Andererseits sprechen viele experimentelle Einzelheiten dafür, daß die weiche Komponente, insbesondere die Lichtquanten, einen erheblichen Teil der Mesonen erzeugt. Es ist zur Zeit am wahrscheinlichsten, daß diese Art der Erzeugung die Hauptrolle spielt.

Neben der Absorption, die durch den Zerfall hervorgerufen wird, scheint diejenige durch gewöhnliche Bremsung den wesentlichen Beitrag zu liefern. Die Messungen über den Energieverlust einzelner Mesonen bestätigen dies, während die Frage des Zerfalls quantitativ noch nicht ganz geklärt ist.

*) D 15.

Die Aufgabe dieser Arbeit soll es sein, zu entscheiden, ob das Verhalten der Mesonenkomponente als Funktion der Tiefe und der Energie durch diese bekannten Prozesse der Bremsung und des Zerfalls erklärt werden kann; ferner soll festgestellt werden, welche Zerfallswahrscheinlichkeit die betreffenden Experimente am besten darstellt, und ob aus ihnen das Auftreten andersartiger Prozesse zu folgern ist. Weiter wird an Hand eines einfachen Modells für die Mesonenerzeugung die Mesonenintensität in der oberen Atmosphäre diskutiert. Die aus der Theorie bekannten Sekundärprozesse werden besprochen.

Einleitung

Die Absorption der Mesonen läßt sich durch eine Funktion $F(T)$, der Mesonenintensität in Abhängigkeit der „Tiefe" T, charakterisieren. T wird vom Gipfel der Atmosphäre ab gerechnet und in mtr Wasseräquivalent = 100 g/cm² gemessen. Das integrale Spektrum $F(E; T)$ bezeichnet die Anzahl der Mesonen in der Tiefe T mit Energien oberhalb E, so daß also $F(T) = F(\mu c^2; T)$ ist, wobei μc^2 die Ruhenergie des Mesons bedeutet ($\mu c^2 = 10^8$ eV, wenn $\mu = 200$ m, $m =$ Elektronenmasse).

In mittleren Wassertiefen ($50 \lesssim T \lesssim 300$) nimmt nach den Messungen von Ehmert [1] $F(T)$ die einfache Form eines Potenzspektrums const/T^γ an, wobei $\gamma = 1{,}9$ sehr genau konstant ist. Für große Tiefen ($300 \lesssim T \lesssim 1400$) dagegen ist nach den Messungen von Wilson [2] der Exponent etwas größer und hat dort im Mittel den Wert $> 2{,}5$. Für geringere Tiefen ($10 \lesssim T \lesssim 50$) ist nach den obigen Autoren der Exponent kleiner als 1,9. In der Atmosphäre ($T \lesssim 10$) ist die Größe $F(E; T)$ gemessen worden, indem zur Ausschaltung der weichen Komponente die Mesonenkomponente durch ≈ 9 cm Blei gefiltert worden ist. E bedeutet dann die Energie, die ein Meson mindestens haben muß, um 9 cm Blei durchdringen zu können ($\approx 3 \cdot 10^8$ eV). Diese Intensität steigt nach Ehmert [3] von $T = 10$ bis $T \approx 1$ an und erreicht dort ihr Maximum mit ungefähr dem 12fachen des in Meereshöhe ($T = 10$) gemessenen Wertes. Nach Schein, Jesse und Wollan [4] fällt hinter diesem Maximum die Intensität wieder ab.

Nach Euler und Heisenberg [5] läßt sich das Ehmertsche Potenzgesetz mit konstantem Exponenten so erklären: Es wird angenommen, daß ein einzelnes Meson die konstante Energie a pro Längeneinheit durch Ionisation verliert. Setzt man dann an einer Stelle T_0 der Atmosphäre für die Mesonen ein Potenzspektrum $F(E; T_0) = \text{const}'/E^\gamma$ an und läßt dieses in der Schicht von T_0 bis T absorbieren, so verwandelt sich das ursprüngliche Spektrum in ein energieärmeres der Form $\text{const}'/(E + a(T - T_0))^\gamma$, und die Gesamtintensität in größeren Tiefen T wird damit proportional zu $1/T^\gamma$.

Die Existenz eines solchen Potenzspektrums für die Mesonen wird auch durch andere Experimente erhärtet, wobei sich nahezu der Ehmertsche Wert für den Exponenten ($\approx 1{,}8$) ergibt. So folgt aus der Diskussion der Experimente über Hoffmannsche Stöße hinter dicken Schichten ein solches Potenzgesetz für das Energiespektrum der Mesonen [6]. Ferner ist nach den Untersuchungen von Nordheim [7] anzunehmen, daß die Mesonen vorwiegend von dem breitenunabhängigen Teil der weichen Komponente (speziell den Lichtquanten) in der Atmosphäre erzeugt werden; das Energiespektrum dieses Teiles der weichen Komponente folgt aber einem Potenzgesetz mit dem obigen Exponenten, wie sich aus der Diskussion der Pfotzer-Regener-Kurve [8, 9] und den Luftschauern [10] ergibt. Es war daher naheliegend anzunehmen, daß das Spektrum der weichen Komponente ein Mesonenspektrum der gleichen Form erzeugt. Der „Entstehungsort" T_0 ist dann über die ganze Atmosphäre verteilt. Bei Behandlung der Absorptionskurve in mittleren und großen Tiefen ($T \gtrsim 50$) kann dieser mit guter Näherung schematisch an eine bestimmte Stelle der oberen Atmosphäre verlegt werden. Euler und Heisenberg [5] nehmen als „Erzeugungsort" T_0 diejenige Tiefe in der Atmosphäre an, in der die Intensität der aus dem Weltenraum einfallenden erzeugenden weichen Strahlung, die in der Atmosphäre exponentiell absorbiert wird [8], auf den e-ten Teil gesunken ist, d. h. bei $T_0 \approx 1$.

Daß obige Annahmen, wenn man noch den Zerfall der Mesonen hinzunimmt, eine verhältnismäßig gute Näherung darstellen, wird auch dadurch angezeigt, daß das Blackettsche Spektrum [11] durch sie, wenn auch nicht in allen Einzelheiten, dargestellt werden kann. Unverständlich bleibt das beobachtete Ansteigen des Exponenten des Ehmertschen Gesetzes in großen Wassertiefen (s. oben).

Im folgenden soll der Energieverlust durch Ionisation exakt berücksichtigt werden, erst dadurch ist es möglich, die Absorptionskurve in großen Wassertiefen zu diskutieren. Andere Energieverluste sollen nicht angenommen werden. Ein erheblicher Energieverlust durch Bremsstrahlung, wie er bei Elektronen hoher Energie überwiegt, wäre wegen der großen Mesonenmasse (verglichen mit der Elektronenmasse) erst bei Energien der Größenordnung $\left(\frac{\mu}{m}\right)^2 \cdot \mu c^2$ zu erwarten. Bei dem heutigen Stand der Mesonentheorie ist über ihn zu wenig be-

kannt, als daß er in Betracht gezogen werden könnte. Oppenheimer u. a. [6] lassen ihn bei der Diskussion der Hoffmannschen Stöße auch bei hohen Energien fort, da sie finden, daß nur so die Experimente qualitativ verständlich sind. Der Zerfall kann bei der Betrachtung der Absorptionskurve in großen Wassertiefen vernachlässigt werden, wo die mittlere Energie der Mesonen groß gegen ihre Ruhenergie ist, weil der Zerfall in der Atmosphäre nur den energieärmeren Teil des Mesonenspektrums beeinflußt. In geringeren Wassertiefen und in der Atmosphäre ist er aber von großem Einfluß auf die Gestalt der Absorptionskurve.

§ 1

Wir machen zunächst die beiden folgenden Annahmen:

1. Bei $T = T_0$ sei ein Mesonenspektrum der Form
$$F(T; T_0) = \text{const}/E^{\gamma},\ \gamma \lesssim 2$$
gegeben, das sich auch bis zu den höchsten Energien fortsetzt.

2. Der Energieverlust, den ein einzelnes Meson erleidet, rührt nur von der Ionisation her. Der Zerfall sei zu vernachlässigen, d. h. Zerfallswahrscheinlichkeit auf einer gegebenen Strecke (in cm) sei klein gegenüber der Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Meson auf derselben Strecke einen merklichen Bruchteil seiner Energie verliert (dies ist der Fall in allen dichten Materialien).

Gefragt sei nach der Gestalt des Spektrums in einer Tiefe T.

Um den Energieverlust durch Ionisation beschreiben zu können, betrachten wir zunächst ein einzelnes Meson der Energie E, das an einem Atomelektron vorbeifliegt. Auf dieses wird das Meson dann auf Grund der Coulomb-Kraft eine gewisse Energie ε übertragen. Ist diese groß, verglichen mit der Bindungsenergie des Elektrons im Atom, so kann das Elektron als frei angesehen werden, und es ergibt sich der Wirkungsquerschnitt dafür, daß ε im Intervall von ε bis $\varepsilon + d\varepsilon$ liegt, zu:

$$dQ = \frac{2\pi e^4}{mc^2}\left\{\frac{1}{\beta^2}\cdot\frac{d\varepsilon}{\varepsilon^2} + \frac{2}{9}\varkappa\left(\frac{\varepsilon}{E}\right)\left(\frac{m}{\mu}\right)\cdot\frac{1}{\mu c^2}\cdot\frac{d\varepsilon}{\varepsilon}\right\}. \quad (1)$$

Hier bedeuten e bzw. m die Elektronenladung bzw. -masse und $\beta = v/c$, wo v die Mesonengeschwindigkeit vor dem Stoß ist.

Der erste Term in $\{\}$ ist das bekannte Rutherford-Gesetz, das für ein beliebiges geladenes Teilchen (Ladung $\pm e$) gilt, während der zweite Term für ein Meson (Spin 1) noch hinzukommt [6]. In dem zweiten Term ist

$$\varkappa\left(\frac{\varepsilon}{E}\right) = \frac{9}{8}\left(1 - \frac{\varepsilon}{E} + \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon}{E}\right)^2\right)$$

eine mit ε langsam veränderliche Funktion $\left(\text{langsam veränderlich verglichen mit } \frac{1}{\varepsilon}\right)$ und soll im folgenden durch seinen Mittelwert 1 ersetzt werden. – Beide Terme unterscheiden sich voneinander in der Potenz, mit der ε in ihnen vorkommt und außerdem ihrer Größenordnung nach. Das Rutherford-Gesetz überwiegt bei kleinen Energieübertragungen stark und tritt erst für $\varepsilon \gtrsim \frac{9}{2}\left(\frac{\mu}{m}\right)\mu c^2$ hinter dem zweiten Term zurück, wo dieser dann mit wachsendem ε die Hauptrolle spielt. Daß ein relativ schweres Teilchen, wie das Meson eine Energie von der Größenordnung $\frac{9}{2}\left(\frac{\mu}{m}\right)\mu c^2$ und größer auf das Elektron übertragen kann, folgt aus dem Energie-Impulssatz. Dieser ergibt für die bei einem einzelnen Stoß maximal übertragbare Energie:

$$\varepsilon_{\max} = \frac{p^2}{\mu}\cdot\frac{1}{\frac{\mu}{2m} + \frac{E}{\mu c^2}} \quad (2)$$

Hier ist $p = \frac{1}{c}\sqrt{E^2 - (\mu c^2)^2}$ der Impuls des Mesons vor dem Stoß. Aus dieser wichtigen Formel (2), die im Anhang noch einmal kurz abgeleitet werden soll, ergibt sich, daß ein Meson der Energie $E \gg \frac{\mu}{2m}\cdot\mu c^2$ praktisch seine ganze Energie auf das Elektron übertragen kann (bis auf den dann relativ geringen Betrag $\frac{\mu}{2m}\mu c^2$).

Zunächst wollen wir uns auf Energieübertragungen $\varepsilon \ll \frac{9}{2}\cdot\left(\frac{\mu}{m}\right)\cdot\mu c^2$ beschränken und beachten daher nur das Rutherford-Gesetz in (1). Wir multiplizieren (1) mit N_e der Anzahl der Elektronen pro Gramm des betrachteten Materials und schreiben noch zur Abkürzung:

$$A = \frac{2\pi N_e\cdot e^4}{mc^2}\left(= 0{,}082\cdot\frac{10^3\, eV}{100\ \text{g/cm}^2}\ \text{für } H_2O\right). \quad (3)$$

Aus (1) erhält man dann für die mittlere Anzahl der Stöße in einer Schicht ΔT, bei welchen eine Energieübertragung ε im Intervall von ε bis $\varepsilon + d\varepsilon$ stattfindet $\left(\text{mit } \varepsilon \ll \frac{9}{2}\cdot\frac{\mu}{m}\cdot\mu c^2\right)$:

$$\left.\begin{aligned} \Delta T\,\varphi(E,\varepsilon)\,d\varepsilon &= \frac{A}{\beta^2}\Delta T\cdot\frac{d\varepsilon}{\varepsilon^2};\ \varepsilon_{\min} < \varepsilon < \varepsilon_{\max}. \\ &= 0; \qquad \text{anderenfalls.} \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Durch die Schreibweise $\varphi(E, \varepsilon)$ soll angedeutet werden, daß φ auch eine Funktion der Anfangsenergie E des Mesons ist. Einmal wegen des Faktors $1/\beta^2$ auf der rechten Seite von (4); dann aber auch deswegen, weil φ nicht für alle ε durch (4) gegeben ist. Denn nach der Formel (2) darf ε den Wert ε_{max} nicht überschreiten, wo ε_{max} eine Funktion der Energie E ist. Für $\varepsilon > \varepsilon_{max}$ ist in (4) $\varphi = 0$ zu setzen. ε kann aber auch nicht beliebig klein sein, was schon daraus hervorgeht, daß andernfalls der mittlere Energieverlust unendlich werden würde (und zwar logarithmisch). Es ist bekannt, daß das Rutherford-Gesetz bei kleinen Energieübertragungen ε von der Größenordnung der Anregungsenergie der Atome versagt, da dann die Atomelektronen nicht als frei angesehen werden dürfen. Wir wollen diesen Sachverhalt dadurch ausdrücken, daß wir ein ε_{min} einführen. Dieses ε_{min} ist so zu bestimmen, daß der mittlere Energieverlust, wie er aus der Theorie der Bremsung folgt (siehe unten), aus (4) richtig berechnet werden kann, wenn dort φ für $\varepsilon < \varepsilon_{min}$ durch Null ersetzt wird, für $\varepsilon > \varepsilon_{min}$ aber φ die angegebene Bedeutung hat. In diesem Sinne ist (4) zu verstehen. Wie sich zeigt, ist in allen praktischen Fällen $\varepsilon_{min} \ll \varepsilon_{max}$ (siehe unten).

Daß das Rutherford-Gesetz in der angegebenen Form (4) in der Quantenmechanik gilt, zeigte Wentzel [12], und daß es auch noch für ε von der Größenordnung der Ruhenergie des Elektrons und größer seine Gültigkeit behält, wurde von Møller [13] bewiesen.

Jetzt wollen wir nach der Veränderung eines differentiellen Spektrums $f(E; T)$ in einer dünnen Schicht von T bis $T + \Delta T$ fragen, wie sie nach (4) zu erwarten ist. $f(E; T)\,dE$ bedeutet dabei die Anzahl der Mesonen in der Tiefe T mit Energien im Intervall von E bis $E + dE$, d. h.:

$$f(E, T)\,dE = -\frac{\partial F(E; T)}{\partial E} \cdot dE\,.$$

Für $f(E; T)$ leitet man die folgende Gleichung ab:

$$\left.\begin{aligned} f(E, T + \Delta T)\,dE = f(E, T)\,dE + \Delta T \cdot dE \int f(E + \varepsilon, T)\,\varphi(E + \varepsilon, \varepsilon)\,d\varepsilon \\ - \Delta T \cdot dE \int r(E, T)\,\varphi(E, \varepsilon)\,d\varepsilon\,. \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Gleichung (5) besagt, daß die Zahl der Mesonen mit Energien zwischen E und $E + dE$ hinter der Schicht $T + \Delta T$ gleich der entsprechenden Zahl hinter T ist, vermehrt um die Zahl derer, die in ΔT einen Stoß gemacht haben und in das dE-Intervall hinein- und vermindert um diejenigen, die aus ihm herausgekommen sind; denn z. B. ist im zweiten Term auf der rechten Seite von (5) $f(E + \varepsilon; T)\,d\varepsilon$ gleich der Anzahl derer, die bei T mit Energien zwischen $E + \varepsilon$ und $E + \varepsilon + d\varepsilon$ vorhanden waren, und diese konnten mit der Wahrscheinlichkeit $\Delta T \varphi(E + \varepsilon, \varepsilon)\,dE$ einen Stoß derart machen, daß ihre Energie gerade in das Intervall dE fiel. Entsprechend der dritte Term rechts.

Da nun wegen der speziellen Form von $\varphi(E, \varepsilon)$ ein Stoß mit kleinem ε so viel häufiger auftreten kann als ein solcher mit größerem ε (verglichen mit E), so erscheint es gerechtfertigt, nach Ausführung des Grenzüberganges $\Delta T \to 0$ in (5) nach ε um $\varepsilon = 0$ unter den Integralen zu entwickeln. Unter der Beachtung der Energieabhängigkeit von φ wird dann (5):

$$\frac{\partial f(E, T)}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial E}\left(\eta(E) f(E, T)\right) + \frac{1}{2!} \cdot \frac{\partial^2}{\partial E^2}\left(\zeta(E) f(E, T)\right) + \cdots, \quad (6)$$

wo noch zur Abkürzung geschrieben wurde:

$$\left.\begin{aligned} \eta(E) = \lim_{\Delta T \to 0} \frac{\overline{\varepsilon}(E)}{\Delta T} = \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} \varepsilon \varphi(E, \varepsilon)\,d\varepsilon = \frac{A}{\beta^2} \lg \frac{\varepsilon_{max}}{\varepsilon_{min}} \\ \zeta(E) = \lim_{\Delta T \to 0} \frac{\overline{\varepsilon^2}(E)}{\Delta T} = \int \varepsilon^2 \varphi(E, \varepsilon)\,d\varepsilon = \frac{A}{\beta^2} \cdot \varepsilon_{max}\,. \end{aligned}\right\} \quad (6')$$

$\eta(E)$ bedeutet hier der mittlere Energieverlust pro dT. Die durch ... angedeuteten Glieder enthalten die höheren Ableitungen nach E gemäß der Taylorschen Formel und sind, da ihre Form

leicht ersichtlich ist, nicht besonders angegeben worden. In der zweiten Zeile von (6′) ist ε_{min} gegen ε_{max} vernachlässigt worden, da dieses, wie erwähnt, im allgemeinen sehr groß gegen jenes ist.

Bevor wir die „Absorptionsgleichung" (6) zu lösen versuchen, wollen wir noch kurz auf folgendes aufmerksam machen. In einem ganz speziellen Fall ist eine angenäherte Lösung von (6) bekannt. Williams [14] hat nämlich nach der Verteilung der Energieverluste gefragt, die ein geladenes Teilchen ganz bestimmter Energie E hinter einer Schicht ΔT erleidet. Das entspräche einer Lösung von (6), wobei zu Anfang (bei $T = T_0$) ein Spektrum f in der Form einer δ-Funktion (d. h. etwa einer sehr schmalen Gauß-Funktion) gegeben ist. Dieses Spektrum behält nun nach Williams bei $T = T_0 + \Delta T$ nicht die Form einer Gauß-Funktion (von der Breite $\sqrt{\Delta T \cdot \zeta}$) bei, wie es nach den in (6) hingeschriebenen Gliedern zu erwarten wäre, sondern fällt im Fall, daß

$$\frac{\Delta T \cdot A}{\beta^2} \ll \varepsilon_{max}$$

ist, nach größeren Energieverlusten hin merklich flacher ab als nach kleineren, derart, daß sein Maximum um den Betrag

$$\approx \frac{\Delta T \cdot A}{\beta^2} \lg \frac{\varepsilon_{max}\,\beta^2}{\Delta T \cdot A}$$

vom mittleren Energieverlust $\Delta T \cdot \eta$ entfernt liegt, und zwar nach kleineren Energieverlusten hin verschoben. (Auf diesen Punkt soll im nächsten Paragraph noch kurz zurückgekommen werden.) So wäre beispielsweise für ein Meson der Energie $1000\,\mu c^2$ ($\approx 10^{11}$ eV, falls $\mu = 200$ m angenommen wird; das entspräche der mittleren Mesonenenergie in ungefähr 500 m Wassertiefe) der wahrscheinlichste Energieverlust in einer Schicht von 1 m Wasser um $\approx 0{,}75 \cdot 10^8$ eV geringer als der mittlere Energieverlust, der $\approx 3 \cdot 10^8$ eV bei der betrachteten Mesonenenergie beträgt, hätte also nur 75 Proz. des Wertes von diesem.

Aus diesem Beispiel ist zu ersehen, daß es im allgemeinen nicht erlaubt ist, in (6) die höheren Ableitungen nach E zu vernachlässigen, wenn für f ein beliebiges Spektrum bei T_0 gegeben ist. Wir interessieren uns aber hier für den speziellen Fall, daß das Spektrum f bei $T = T_0$ die Form $f(E; T_0)\,E\,dE = \gamma\,(\text{const}/E^{\gamma})\,dE$ hat, wo $\gamma \lesssim 2$ ist. Dann darf man aber, wenn ein nicht zu hoher Genauigkeitsgrad verlangt wird, in (6) alle Ableitungen nach E bis auf die erste vernachlässigen, was durch die folgende Rechnung gezeigt werden soll.

Wir nehmen zunächst dieses Ergebnis vorweg und führen die folgenden Hilfsvariablen ein[1]):

$$R = \int_{\mu c^2}^{E} \frac{dE'}{\eta(E')} \tag{7}$$

$$S = R + T. \tag{7'}$$

Lassen wir in (6) zunächst alle Ableitungen nach E fort, bis auf die erste, multiplizieren beide Seiten von (6) mit $\eta(E)$ und führen noch die folgende Hilfsfunktion ein:

$$\eta(E) \cdot f(E; T) = g(R; S), \tag{7''}$$

so nimmt (6) mit den sich aus (7) und (7′) ergebenden Beziehungen

$$\frac{\partial}{\partial E} = \frac{1}{\eta(E)}\left(\frac{\partial}{\partial R} + \frac{\partial}{\partial S}\right); \quad \frac{\partial}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial S} \tag{7'''}$$

die folgende einfache Form an:

$$\frac{\partial g}{\partial R} = 0. \tag{7''''}$$

Diese Gleichung besagt, daß g in „nullter Näherung" [d. h. bei Vernachlässigung der höheren Ableitungen nach E in (6)] von R unabhängig ist, also nur eine Funktion von S ist. Die nullte Näherung sei jetzt durch einen Index 0 gekennzeichnet. In den alten Variablen E und T läßt sich die Bedingung, daß g_0 nicht explizite von R abhängt, mittels (7″) durch folgende Gleichung ausdrücken:

$$g_0(S) = f_0(E; T) \cdot \eta(E) = f_0(E', T') \cdot \eta(E'), \tag{8}$$

wobei nach (7′) E, T und E', T' durch folgende Beziehung zusammenhängen:

$$S = R + T' = R' + T' \tag{8'}$$

In (8′) sind $R = R(E)$ bzw. $R' = R(E')$ durch (7) gegeben, wenn dort die obere Grenze des Integrales E bzw. E' gesetzt wird. $g_0(S)$ ist eindeutig durch die Forderung bestimmt, daß $f_0(E, T_0)$ in der Tiefe $T = T_0$ (am „Entstehungsort" der Mesonen in der Atmosphäre) die Form eines Potenzspektrums haben soll, also:

$$f_0(E; T_0) = \frac{\gamma \cdot \text{const}}{E^{\gamma+1}}. \tag{8''}$$

1) $R(E)$ wollen wir als Reichweite schlechtweg bezeichnen, obgleich ein Meson ganz bestimmter Energie keine bestimmte Reichweite besitzt. In dem uns gegenwärtig interessierenden Fall des angegebenen Potenzspektrums können wir aber diese Terminologie unbeschadet benutzen, wie sich aus diesen Ausführungen ergibt. Ebenso soll die Interpretation von $R(E_0) - R(E) = T - T_0$ als: „E_0 ist die Energie, die ein Meson bei T_0 haben mußte, um bei T gerade die Energie E zu besitzen" gebraucht werden.

Setzen wir also in (8) für T' den Wert T_0 ein und schreiben dort noch $E' = E_0$, so läßt sich nach (8) $f(E;T)$ durch (8″) einfach ausdrücken:

$$f_0(E;T) = \frac{\gamma \cdot \text{const}}{E_0^{\gamma+1}} \cdot \frac{\eta(E_0)}{\eta(E)}, \qquad (9)$$

wo mittels der Beziehung:

$$R(E_0) - R(E) = T - T_0, \qquad (9')$$

die unmittelbar aus (8′) folgt, E_0 als Funktion von E, T und T_0 zu bestimmen ist.

Das integrale Spektrum (in nullter Näherung) ist gegeben durch:

$$F_0(E;T) = \int_E^\infty f_0(E;T)\,dE \qquad (10)$$

und hat bei $T = T_0$ wegen (8″) die Form:

$$F_0(E;T_0) = \frac{\text{const}}{E^\gamma}. \qquad (10')$$

Es läßt sich nun leicht zeigen, daß $F_0(E;T)$ für beliebiges T die folgende Gestalt annimmt:

$$F_0(E;T) = \frac{\text{const}}{E_0^\gamma}, \qquad (11)$$

$$E_0 \text{ aus: } R(E_0) = R(E) + T - T_0, \qquad (9')$$

wo also $E_0 = E_0(E;T;T_0)$ durch Auflösung der Gleichung (9′) nach E_0 als Funktion von E, T und T_0 zu bestimmen ist.

Denn zunächst sieht man, daß $F_0(E;T)$ für $T = T_0$ in (10′) übergeht, weil ja nach (9′) aus $T = T_0$ die Identität $E_0 = E$ folgt. Weiter ist sofort einzusehen, daß die partielle Differentiation von (11) nach E wirklich (9) (bis aufs Vorzeichen) ergibt, wie es nach (10) sein muß. Dabei ist zu beachten, daß der nach Ausführung der Differentiation auf der rechten Seite von (11) stehende Faktor $\frac{dE_0}{dE}$ nach (9′) und (7) den Wert $\eta(E_0)/\eta(E)$ hat.

Gleichung (11) hat einen sehr einfachen und fast selbstverständlichen physikalischen Sinn. (11) besagt nämlich mit (10′) und (9′), daß die Zahl der Mesonen in der Tiefe T mit Energien oberhalb E gleich der Anzahl derjenigen ist, die in der Tiefe T_0 oberhalb dieser Energie vorhanden waren, vermindert um die Zahl derer, die in T_0 eine kleinere Reichweite besaßen, als der durchlaufenen Schicht von T_0 bis T entspricht. Dies gilt natürlich nur in „nullter Näherung", bei der in (6) alle höheren Ableitungen nach E bis auf die erste vernachlässigt worden sind.

Wir wenden uns jetzt den bis hierher vernachlässigten Gliedern in (6) zu und schreiben (6) in den Variablen R und S auf. Unter zweimaliger Anwendung der ersten Beziehung (7‴), wenn bei der Differentiation nach E näherungsweise konstant gesetzt wird[2]), ergibt sich:

$$\frac{\partial g}{\partial R} = -\frac{1}{2!}\cdot\frac{1}{\eta^2}\left\{\frac{\partial^2(\zeta g)}{\partial R^2} + 2\,\frac{\partial^2(\zeta g)}{\partial R\,\partial S} + \frac{\partial^2(\zeta g)}{\partial S^2}\right\} + \cdots \qquad (12)$$

In den Größen η und ζ, die durch (6′) gegeben sind, ist hier E durch R gemäß (7) ausgedrückt zu denken. Die fortgelassenen Glieder . . . entsprechen denen in (6). Um (12) näherungsweise zu lösen, gehen wir folgendermaßen vor. Wir setzen in der rechten Seite von (12) statt g die schon bekannte nullte Näherung $g_0(S)$, die nicht von R abhängt, ein, dagegen aber auf der linken die „erste Näherung", die wir mit $g_1(R,S)$ bezeichnen wollen. Da dann auf der rechten Seite von (12) nur bekannte Funktionen von R stehen, läßt sich $g_1(R;S)$ durch eine einfache Integration berechnen, wobei die „Anfangsbedingung":

$$[g_1(R;S)]_{R=S-T_0} = g_0(S)$$

zu berücksichtigen ist. Drückt man dann weiter in $g_1(R;S)\,S$ durch R und T aus, setzt man also nach (7′) $S = R + T$, und integriert über R von $R(E)$ bis ∞, so erhält man nach (7″) und (10) das integrale Spektrum in der Tiefe T (in erster Näherung):

$$F_1(E;T) = \int_{R(E)}^\infty g_1(R;R+T)\,dR.$$

$F_1(E;T)$ läßt sich so durch zweifache elementare Integration ausrechnen. Die Gesamtintensität $F(T) = F(\mu c^2;T)$ wollen wir in der folgenden Form schreiben:

$$F_1(T) = \frac{\text{const}}{E_0^\gamma}\left(1 + a_2(E_0) + a_3(E_0)\cdots + a_n(E_0) + \cdots\right), \qquad (12')$$

E_0 aus:

$$R(E_0) = T - T_0; \quad \text{(da } R(\mu c^2) = 0 \text{ ist)}. \qquad (12'')$$

2) $\eta(E)$ ändert sich langsam mit der Energie (s. folgenden Paragraphen), und der Fehler, der begangen wird, wenn $d\eta/dE$ bei der Berechnung von g_1 (s. unten) gleich Null gesetzt wird, fälscht das Ergebnis nicht, wie durch eine Abschätzung gezeigt werden kann.

In (12′) hängen die Funktionen $a_2(E_0) \ldots a_n(E_0)$ nur von E_0 ab, wie sich aus der Rechnung ergibt. [a_n rührt von der $n$ten Ableitung nach E in (6) her]. Wir beschränken uns hier darauf, nur a_2 explizite anzugeben, wofür durch Rechnung folgt:

$$a_2(E_0) = \frac{1}{2!} \cdot \frac{A}{\bar{\eta}} \cdot \frac{\gamma}{E_0} \left\{ \varepsilon_{\max}(E_0) - \frac{\gamma+1}{E_0} \int_{\mu c^2}^{E_0} \varepsilon_{\max}(E)\, dE \right\} \qquad (12''')$$

Hierin sind A durch (3), $\bar{\eta}$ durch (6′)[3] und $\varepsilon_{\max}$ durch (2) gegeben. a_2 hat seinen absolut größten Wert für $E_0 \approx \infty$, wie man durch Ausführung der Integration in (12‴) leicht zeigen kann, und zwar ergibt sich:

$$a_2(E_0 \approx \infty) = -\frac{A}{\bar{\eta}} \cdot \frac{\gamma(\gamma-1)}{4}. \qquad (13)$$

Allgemein liefert die Rechnung:

$$a_n(E_0 \approx \infty) = -\frac{A}{\bar{\eta}} \cdot \frac{(-)^n}{n!} \cdot \binom{\gamma}{n}. \qquad (13')$$

In (12‴) bis (13′) ist unter $\bar{\eta}$ ein mittlerer Wert von η zu verstehen und wir benutzen zur folgenden Abschätzung den kleinsten Wert von η. — (13′) besagt, daß, falls γ gleich einer ganzen Zahl m ist, alle $a_n(\infty)$ mit $n > m$ verschwinden. [Dieses Ergebnis hätte man schon aus einer einfachen Betrachtung von (6) schließen können.] Mittels (13) können wir nun den Fehler, den wir bei der Berechnung des integralen Spektrums bei Vernachlässigung der höheren Ableitungen nach E in (6) begehen, abschätzen. Nach (6′) ist:

$$\frac{A}{\bar{\eta}} = \frac{\beta^2}{\lg \frac{\varepsilon_{\max}}{\varepsilon_{\min}}}.$$

Da nun (siehe folgenden Paragraphen):

$$\frac{1}{\beta^2} \lg \frac{\varepsilon_{\max}}{\varepsilon_{\min}} > 20$$

ist, so haben wir mit (13):

$$|a_2(E_0)| < \frac{\gamma(\gamma-1)}{80}. \qquad (13'')$$

Uns interessiert hier der Fall: $\gamma \lesssim 2$, bei dem sich ergibt, daß $a_3 + a_4 + \ldots$ gegen a_2 zu vernachlässigen ist. Dann folgt aus (13″) und (12′), daß

$$F(T) = \frac{\text{const}}{E_0^{\gamma}} \quad \gamma \lesssim 2 \qquad (14)$$

[E_0 aus $R(E_0) = T - T_0$] sich um weniger als ≈ 3 Proz. von der exakten Lösung unterscheidet, wie sie sich aus (6) ergeben würde. Wie sich nun bei der Diskussion der Absorptionskurve ergibt, liegt dieser Wert 3 Proz. innerhalb der Fehlergrenzen der Meßgenauigkeit, so daß also (14) zur Beschreibung der Absorptionskurve ohne Bedenken angewandt werden kann.

Wir haben also das wichtige Ergebnis: Unter der Voraussetzung, daß die Mesonen am Ort ihrer Entstehung über ein Potenzspektrum mit dem Exponenten $\gamma \lesssim 2$ verteilt sind, läßt sich die Absorption dieses Spektrums richtig beschreiben, wenn man annimmt, daß ein einzelnes Meson der Energie E in einer Schicht ΔT die ganz bestimmte Energie $\Delta T \cdot \eta(E)$ verliert. Das Spektrum gleicht gewissermaßen die Schwankungen im Energieverlust aus, die für ein einzelnes Meson immer vorhanden sind. Dies gilt aber nur unter der Voraussetzung, die bei der Ableitung von (14) gemacht wurde, daß nämlich der zweite Term in (1) vernachlässigt werden kann. Dazu war erforderlich, daß $\varepsilon \ll \frac{9}{2}\left(\frac{\mu}{m}\right) \cdot \mu c^2$ ist.

Jetzt wollen wir uns dem allgemeinen Fall zuwenden.

Für den Fall, daß ε von der Größenordnung $\frac{9}{2}\left(\frac{\mu}{m}\right) \cdot \mu c^2$ und größer ist, ist der zweite Term in (1) mitzuberücksichtigen. Die Funktion φ in (5) muß dann noch durch den diesem Term entsprechenden Ausdruck ergänzt werden, und es ergibt sich die „Absorptionsgleichung“:

$$\frac{\partial f(E,T)}{\partial T} = \frac{\partial(\eta f)}{\partial E} + \alpha \left\{ \int_0^{\infty} f(E+\varepsilon, T) \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} - f(E,T) \int_0^{E} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \right\}. \qquad (15)$$

Der erste Summand rechts entspricht dem Rutherford-Gesetz (siehe oben); im zweiten ist nach (1) zur Abkürzung geschrieben worden:

$$\alpha = \frac{A}{\mu c^2} \cdot \frac{2}{9} \cdot \left(\frac{m}{\mu}\right), \qquad (A \text{ nach } (3).) \quad (15')$$

Die unteren Grenzen der Integrale in (15) müßten eigentlich $\varepsilon_{\min}$ lauten, können aber durch Null ersetzt werden, wie man leicht einsieht, wenn man dort $f(E+\varepsilon; T)$ nach ε entwickelt.

3) $\bar{\eta}$ bedeutet einen mittleren Wert von η.

Weiter ist in dem zweiten Integral in (15) als obere Grenze E statt ε_{max} genommen worden; dies ist deswegen gestattet, weil der zweite Term in (1) erst für $\varepsilon \gtrsim \frac{9}{2}\left(\frac{\mu}{m}\right)\mu c^2$ eine Rolle spielt; damit aber eine so große Energieübertragung überhaupt stattfinden kann, muß nach (2) $E \gg \frac{\mu}{2m}\cdot\mu c^2$ sein, so daß also $\varepsilon_{max} \approx E$ ist. Aus

$$\frac{\partial f}{\partial T} - \frac{\partial(\eta f)}{\partial E} = -\alpha\int_0^1 \left(f(E,T) - \frac{1}{x} f\left(\frac{E}{x}, T\right)\right)\frac{dx}{1-x}. \qquad (15'')$$

Hier setzen wir $\eta \approx a = \text{const.}$ (siehe oben).

Für $E/a \gg T$ lautet die Lösung, wenn bei $T = T_0$ das Potenzspektrum (8'') gegeben ist ($T \gg T_0$):

$$f(E;T) = f(E;T_0)\cdot e^{-\sigma(\gamma)\cdot\alpha T},$$

wo

$$\sigma(\gamma) = \int_0^1 \frac{1-x^\gamma}{1-x}\,dx,$$

was man durch Einsetzen verifiziert, wenn man beachtet, daß im Fall $E/a \gg T$ der zweite Term auf der linken Seite von (15'') gegen den ersten vernachlässigt werden kann. Der Teil des Spektrums, für den $E \gg aT$ ist, behält also seine Form bei und wird exponentiell absorbiert. Betrachten wir daher nicht zu große Tiefen T ($T = 1000$ m Wasser entspräche $aT \approx 2000 \cdot 10^8$ eV), so können wir vermuten, daß die exakte Lösung von (15'') auch ungefähr eine exponentielle Absorption ergibt, denn die rechte Seite von (15'') wird erst für $E \gtrsim \frac{9}{2}\left(\frac{\mu}{m}\right)\cdot\mu c^2 \approx 1000 \cdot 10^8$ eV wesentlich (siehe oben). Wir wollen uns daher darauf beschränken, den ersten Koeffizienten der Reihe nach fortschreitenden αT (nach Art einer Exponentialreihe) zu bestimmen. Wir benutzen dazu ein ähnliches Verfahren, welches zu dem Ausdruck (12') führte. Nach einiger Rechnung ergibt sich dann:

$$f(E;T) = \frac{\gamma\,\text{const}}{E_0^{\gamma+1}}\cdot\frac{\eta(E_0)}{\eta(E)}\cdot(1 - c_1\cdot\alpha T + \cdots),$$

wo

$$c_1 = \sigma(\gamma) + \frac{E}{aT}\cdot\lg\left(1+\frac{aT}{E}\right) - 1$$

und E_0 durch (9') gegeben ist. Für $E \gg aT$ geht c_1 in $\sigma(\gamma)$ über, wie es sein muß.

Die Gesamtintensität $F(T) = F(\mu c^2)$ ergibt sich durch Integration von $E = \mu c^2$ bis ∞, und man erhält für sie nach einiger Rechnung:

$$F(T) = \frac{\text{const}}{E_0^\gamma}(1 - d_1\,\alpha T + \cdots), \qquad (16)$$

wo

$$d_1 = [\sigma(\gamma) - 1]\,\frac{\gamma}{\gamma - 1} = \begin{cases} 1{,}0 & \text{für } \gamma = 2 \\ 0{,}965 & ,, \ \gamma = 1{,}9 \\ 0{,}91 & ,, \ \gamma = 1{,}7 \end{cases}$$

eine mit γ langsam veränderliche Funktion ist, die für $\gamma = 2$ gerade den Wert 1 hat. Eine Abschätzung ergibt für $\gamma = 2$, daß sich der zweite Entwicklungskoeffizient [in ( ) von $F(T)$] nicht um mehr als 10 Proz. von dem der Exponentialreihe $e^{-\alpha T}$ unterscheidet, so daß wir für $\alpha T \lesssim 1$ statt (16) näherungsweise schreiben wollen:

$$F(T) = \frac{\text{const}}{E_0^\gamma}\cdot e^{-\alpha T} \qquad (16')$$
$$\alpha T \lesssim 1, \quad \gamma \approx 2,$$

mit E_0 aus $R(E_0) = T$ ($T \gg T_0$).

Um (16') mit den Experimenten vergleichen zu können, müssen wir die Funktion $R(E)$ kennen, wie sie sich aus (7) ergibt. Diese wollen wir im nächsten Paragraphen berechnen.

§ 2

Wir kommen jetzt zur Berechnung der Reichweite $R(E)$, wie sie durch (7) gegeben ist, $\eta(E)$ war der mittlere Energieverlust pro g/cm². der nach dem Rutherford-Gesetz zu bestimmen wäre. Wir hatten geschrieben [siehe (6'), (3) und (2)]:

$$\eta(E) = \frac{A}{\beta^2}\lg\frac{\varepsilon_{max}}{\varepsilon_{min}}, \qquad (17)$$

wobei A durch (2) und ε_{max} durch (3) gegeben ist. Die Größe ε_{min} hat nun im allgemeinen keine direkte physikalische Bedeutung, da das Rutherford-Gesetz bei kleinen Energieübertragungen seine Gültigkeit verliert (siehe oben). Auch ist die Bremsung, wie Fermi bemerkt [15], wegen der Polarisierbarkeit des bremsenden Mediums immer mit einer Bremsstrahlung verbunden, die aber nicht getrennt behandelt zu werden braucht. Um die Formel für $\eta(E)$ nicht unnötig zu komplizieren, wollen wir ein ε_{min} so definieren, daß der berechnete Energieverlust durch (17)

gegeben ist. Nach Bethe [16] und Bloch [17] wäre dann zu setzen:

$$\varepsilon_{\min} = \frac{I^2}{2mc^2} \cdot \frac{1-\beta^2}{\beta^2} e^{\delta^2} \; ; \quad I = Z \cdot 13\,eV \, , \qquad (17')$$

wo I eine mittlere, von Bloch (l. c.) nach dem Thomas-Fermi-Modell berechnete Atomanregungsenergie und Z die Kernladungszahl bedeutet. Nach (17′) würde $\varepsilon_{\min}$ mit wachsender Energie $E \gg \mu c^2$ monoton abnehmen. Fermi (l. c.) hat aber gezeigt, daß dies nicht der Fall ist, wenn der elektrischen Polarisierbarkeit des Mediums Rechnung getragen wird. Vielmehr leitet er eine Formel ab, die besagt, daß $\varepsilon_{\min}$ immer über dem durch (17′) gegebenen Wert liegt und asymptotisch für $\beta \to 1$ einem Grenzwert:

$$\varepsilon_{\min} \sim A \varrho \cdot r_H \qquad (17'')$$

[A nach (3), ϱ = Dichte des Materials, $r_H = 0{,}528 \cdot 10^{-8}$ cm („Wasserstoffradius")] zustrebt, der von der Bindung der Elektronen im Atom gänzlich unabhängig und zur Dichte ϱ des betreffenden Materials proportional ist. Dies hat zur Folge, daß, wie Fermi bemerkte, die Bremsung in dünnem Material merklich verschieden sein kann von der in dichten mit derselben Anzahl von Elektronen pro g, und zwar nach (17) und (17″) in dem Sinne, daß die Bremsung in dem dünneren Material größer ist. Auf diesen Punkt wollen wir später bei der Gegenüberstellung der Absorptionskurve in Wasser und in Luft noch zurückkommen. Fermi berechnet nach seiner Theorie die Bremsung näherungsweise dadurch, daß er eine eingliedrige Dispersionsformel benutzt. Wick [18] hat für Graphit allgemeiner gerechnet und findet, daß (zumindest in leichten Materialien) die Fermische Näherung verhältnismäßig gut ist, so daß diese bei der Diskussion der Absorptionskurve unbedenklich angewendet werden kann.

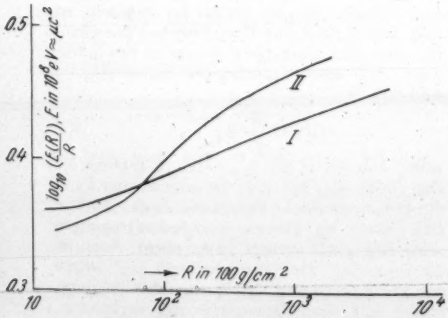


Fig. 1 Zur Reichweite R in Wasser (I) und in Luft (II) (Luftdruck: 760/e mm Hg). $E(R)$ bedeutet die Mesonenenergie als Funktion der Reichweite R.

Wir bestimmten so die Reichweite $R(E)$ als Funktion von E nach (7) für Wasser und für Luft, wobei bei der Berechnung von $\varepsilon_{\max}$ $\mu c^2 = 10^8$ eV gesetzt wurde. In Fig. 1 ist $\log_{10}(E(R)/R)$ als Funktion von $\log_{10} R$ aufgetragen, wo als Einheit für E: 10^8 eV und für R: 100 g/cm² genommen wurde.

Zu (17″) bemerken wir noch folgendes. Wie gesagt ist für $E \gg \mu c^2$ $\varepsilon_{\min}$ durch (17″) gegeben. Diese Aussage ist unabhängig von dem Modell, das bei der Berechnung der Bremsung bei kleineren Energien benutzt wird. Es stellt sich nun heraus, daß die Grenze (17″) auch nach der genaueren Wickschen Rechnung für Graphit schon für $E \approx 10\,\mu c^2$ praktisch erreicht ist ($\varepsilon_{\min}$ unterscheidet sich dann von ihr um weniger als 50 Proz.), und man hat Grund anzunehmen, daß dieses erst recht in dichterem Material der Fall ist. Für $\eta(E)$ kann dann mit guter Näherung gesetzt werden:

$$\eta(E) = A \cdot \lg \frac{\varepsilon_{\max}}{A \varrho r_H} \; ; \quad \varrho \gtrsim 1, \quad \frac{E}{\mu c^2} \gtrsim 10.$$

Der wahrscheinlichste Energieverlust, den ein Meson der Energie E auf einer dünnen Schicht Δx erleidet, nimmt hiernach, falls $E \gtrsim 10\,\mu c^2$ ist, eine sehr einfache Form an. (Δx möge jetzt in cm gemessen werden.) Dann ist nämlich, wenn $\Delta x \ll \frac{\beta^2 \varepsilon_{\max}}{A \varrho}$ ist, $\varepsilon_{\max}$ einfach durch $\frac{A \varrho \Delta x}{\beta^2}$ zu ersetzen (siehe z. B. Williams l. c.) und der wahrscheinlichste Energieverlust in Δx wird

$$(\Delta E)_w = A \varrho \Delta x \lg \frac{\Delta x}{r_H} \, .$$

Diese Formel sollte hier wegen ihres einfachen Baues erwähnt werden.

Jetzt wollen wir zur Absorptionskurve in Wasser kommen. Dazu soll die Beziehung zwischen der Reichweite (7) und der Energie E in eine einfache Form gebracht werden. Aus Fig. 1 ist zu ersehen, daß die dort eingezeichnete Kurve für Wasser bei $R \approx 200$ einen Wendepunkt besitzt und für $50 \lesssim R \lesssim 1500$ näherungsweise eine Gerade ist. Das führt dazu, daß man mit guter Näherung schreiben kann:

$$\frac{E(R)}{10^8 eV} = 2{,}6 \cdot \left(\frac{R}{1\ \text{mtr}}\right)^{1{,}042} \qquad (18)$$

für Wasser: $100 \lesssim R \lesssim 1500$. Setzen wir in (16′) $\alpha T \ll 1$, so wird somit:

$$F(T) = \text{const} \cdot \left(\frac{2}{10^8 eV}\right)^{\gamma} \cdot \left[\left(\frac{1\ \text{mtr}}{T}\right)^{1{,}042}\right]^{\gamma}$$

$$100 \lesssim T \ll \alpha/1$$

d. h. $F(T)$ ein Potenzgesetz in T, dessen Exponent um den Faktor 1,042 größer ist als der Exponent γ des ursprünglichen integralen Energiespektrums $F(E; T_0)$. Da nun $300 \ll 1/\alpha$ (siehe unten) ist, und nach Ehmert (l. c.) für $50 \lesssim T \lesssim 300$ $F(T)$ sehr genau ein Potenzgesetz in T mit dem konstanten Exponenten 1,9 darstellt, so können wir daraus γ bestimmen:

$$\gamma = \frac{1{,}9}{1{,}042} = 1{,}82 ,$$

ein Wert, der nur wenig von 1,9 abweicht. Dieses Ergebnis ist aber wichtig bei der Behandlung der Absorptionskurve in großen Wassertiefen. Vernachlässigen wir αT nicht mehr, so können wir nach (18) und (16′) schreiben:

$$T^{1,9} \cdot F(T) \approx \text{const}' \cdot e^{-\alpha T}$$

$$100 \lesssim T \lesssim 1/\alpha ,$$

wo für Wasser nach (15′)

$$\alpha = \frac{1}{10^4 \text{ mtr}} \left(\frac{10^8 eV}{\mu c^2}\right)^2$$

ist.

Wilson u. a. beschreiben die Absorptionskurve in Wasser durch einen variablen Exponenten:

$$\gamma(T) = -\frac{d \log F(T)}{d \log T}$$

und finden experimentell:

$\gamma(T) = 1{,}9$ für $100 \lesssim T \lesssim 300$
$\gamma(T) \gtrsim 2{,}4$ für $300 \lesssim T \lesssim 1400$ (T in mtr).

Zur Abschätzung nehmen wir an, daß $\gamma(T)$ für eine „mittlere" Tiefe von 850 mtr den Wert $\gtrsim 2{,}5$ hat und berechnen das experimentelle α ($= \alpha_{exp}$) aus der Gleichung

$$\gamma(T) - 1{,}9 = \alpha_{exp} \cdot T$$

für diese mittlere Tiefe. Das ergibt

$$\alpha_{exp} = \frac{7}{10^4 \text{ mtr } H_2O} .$$

Durch die Experimente wird also die Größenordnung von α richtig wiedergegeben.

Allerdings ist der experimentelle Wert etwa um den Faktor ≈ 7 größer als der theoretische, wenn man für die Mesonenmasse $\mu c^2 \approx 10^8$ eV einsetzt. Man kann also schließen, daß entweder das zweite Glied in Gleichung (1) durch die bisherige vorläufige Mesonentheorie zu klein angegeben wird oder daß außer den behandelten Prozessen noch andere Absorptionsprozesse vorkommen können, die zu einer Erhöhung von α führen. (Z. B. könnte die Bremsstrahlung hier eine Rolle spielen.)

Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß sich dieser zusätzliche Absorptionsprozeß durch einen Wirkungsquerschnitt pro Elektron beschreiben läßt, der nur von ε/E, d. h. dem Bruchteil der Energie, den das Meson verliert, abhängt und im wesentlichen durch einen Ausdruck der Form des zweiten Terms in Gleichung (1) gegeben ist. Wir fassen dann diese beiden Terme zusammen und schreiben:

$$dQ_1 = \frac{2\pi e^4}{(mc^2)^2} \cdot \frac{2}{9} \cdot \left(\frac{m}{\mu}\right)^2 \cdot \lambda\left(\frac{\varepsilon}{E}\right) \cdot \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} .$$

dQ_1 soll also im Falle $\lambda = 1$ in den zweiten Term, wie er in (1) angegeben war, übergehen. $\lambda\left(\frac{\varepsilon}{E}\right)$ setzen wir als langsam mit ε veränderlich voraus (siehe unten).

Wir führen zur Abkürzung ein:

$$(\overline{Q}_1) = \frac{2\pi e^4}{(mc^2)^2} \cdot \frac{2}{9} \cdot \left(\frac{m}{\mu}\right)^2 \cdot \overline{\lambda} = \frac{1{,}1}{4} \cdot 10^{-25} \cdot \overline{\lambda} \cdot \left(\frac{10^8 eV}{\mu c^2}\right) \text{cm}^2 \quad \text{(pro Elektron)}.$$

Die Größe $\overline{\lambda}$, die einen geeigneten Mittelwert von λ darstellt und aus einer zu (15) analogen Gleichung zu berechnen wäre, ist dann aus α_{exp} zu bestimmen mittels der Beziehung:

$$(\overline{Q}_1)_{exp} = \frac{\alpha_{exp}}{N_e} ,$$

(N_e = Anzahl der Elektronen pro cm³, für $H_2O = 4{,}4 \cdot 10^{23}/\text{cm}^3$), woraus sich mit dem oben angegebenen Wert für α_{exp} ergibt:

$$(\overline{Q}_1)_{exp} \approx 2 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2 \quad \text{(pro Elektron)}$$

oder auch

$$\overline{\lambda} \cdot \left(\frac{10^8 eV^2}{\mu c^2}\right)^2 \approx 7 .$$

Die Energie, die ein Meson bei dem betrachteten Absorptionsprozeß verliert, wird sich nun zu einem wesentlichen Teil in weiche Strahlung umsetzen; dies folgt aus den Experimenten über Hoffmannsche Stöße hinter dicken Schichten. Denn nach Schein und Gill [19] ist der Wirkungsquerschnitt $(\overline{Q}_2)$ dafür, daß ein durchdringendes Teilchen der Energie $> E > 2 \cdot 10^{10}$ eV über Meeresniveau einen Schauer der Energie $> E$ erzeugt:

$$(\overline{Q}_2)_{exp} = 0{,}51 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2 \quad \text{(pro Elektron)}^4).$$

$(\overline{Q}_2)$ hängt in einfacher Weise mit (Q_1) zusammen.

4) Schein und Gill geben an: $2 \cdot 10^{-30}$ cm² pro Kernteilchen in Blei.

Mit dem bei hohen Energien ($E \lesssim 2 \cdot 10^{10}$ eV) über Meeresniveau geltenden Mesonenspektrum $F(E) \approx \text{const}/E^{1,82}$ berechnet sich der von Schein und Gill gemessene Wirkungsquerschnitt zu

$$(\bar{Q}_2) \approx (\bar{Q}_1) \int_E^\infty \frac{dE'}{E'} \gamma \cdot \left(\frac{E}{E'}\right)^\gamma \int_E^{E'} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{(\bar{Q}_1)}{\gamma};$$

$$\gamma = 1{,}82.$$

Hier hat allerdings die Mitteilung über λ bei der Berechnung von $(\bar{Q}_2)$ etwas anders zu erfolgen als vorhin (bei der entsprechenden Berechnung von $(\bar{Q}_1)$ aus der Absorptionskurve). Aber unter der Voraussetzung, daß sich $\lambda\left(\frac{\varepsilon}{E}\right)$ nicht allzu stark mit $\frac{\varepsilon}{E}$ ändert, werden sich beide Mittelwerte nicht sehr voneinander unterscheiden.

Es ergibt sich dann näherungsweise:

$$(\bar{Q}_1)_{\text{exp}} \approx 1{,}82 \cdot (\bar{Q}_2)_{\text{exp}}.$$

Setzt man hier den angegebenen Wert für $(\bar{Q}_2)_{\text{exp}}$ ein, so kommt:

$$(\bar{Q}_1)_{\text{exp}} \approx 1 \cdot 10^{-29}\,\text{cm}^2 \text{ (pro Elektron)}.$$

Der Vergleich mit dem aus der Absorptionskurve erhaltenen Wert für $(\bar{Q}_1)_{\text{exp}}$ zeigt, daß beide sich wenig voneinander unterscheiden! Hieraus kann man schließen, daß sich die bei dem zusätzlichen Absorptionsprozeß frei werdende Mesonenenergie (wie bei der Ionisation) zu einem wesentlichen Teil in weiche Strahlung (Elektronen) umsetzt.

Damit rechtfertigt sich auch der Ansatz, daß $\lambda\left(\frac{\varepsilon}{E}\right)$ nur eine Funktion von $\frac{\varepsilon}{E}$ ist, d. h. dem Bruchteil der Energie, den das Meson verliert. Denn so läßt sich das experimentell gefundene Gesetz

$$\text{const}/N^\gamma$$

($\gamma \approx 1{,}8$) für die Häufigkeit der Hoffmannschen Stöße hinter dicken Schichten mit mehr als N Teilchen erklären [6].

§ 3. Die Absorptionskurve für $T \lesssim 100$

Jetzt soll die Absorptionskurve in geringeren Wassertiefen ($T \lesssim 100$) und in der Atmosphäre betrachtet werden. Dazu ist dem Zerfall der Mesonen in der Atmosphäre Rechnung zu tragen, was wir dadurch ausdrücken wollen, daß wir in (15) (bei Vernachlässigung des zweiten Terms rechts, da jetzt $\alpha T \ll 1$ ist) einen von E und T abhängigen Absorptionskoeffizienten $\mu(E;T)$ einführen; dann wird

$$\frac{\partial f(E,T)}{\partial T} = \frac{\partial(\eta(E) f(E,T))}{\partial E} - \mu(E,T) \cdot f(E,T). \tag{19}$$

$\mu(E;T)$ bedeutet die Wahrscheinlichkeit pro dT dafür, daß ein Meson der Energie E in der Tiefe T der Atmosphäre zerfallen kann (T wird, wie immer, in 100 g/cm² vom Gipfel der Atmosphäre aus gerechnet). Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Meson der Energie E auf der Strecke dx (in cm) zerfällt, ist durch $dx/v\tau$ gegeben, wo v die Geschwindigkeit und $\tau(E)$ die Zerfallszeit des bewegten Mesons ist. τ drückt sich, gemäß der Zeitdilatation, durch τ_0, der Zerfallszeit des ruhenden Mesons, aus mittels $\tau(E) = \tau_0 \cdot (E/\mu c^2)$. Wird die barometrische Höhenformel in der Form

$$dx = 8\,\text{km} \cdot dT/T$$

geschrieben (8 km = Höhe über Meeresniveau, in der der Luftdruck den $e$ten Teil desjenigen in Meereshöhe beträgt), so wird mit $\frac{v}{c^2} \cdot E = p$ (Impuls):

$$\left.\begin{aligned} \mu(E;T) &= b \cdot \frac{10^8\, eV}{pc \cdot T} && T < 10 \\ \mu(E,T) &= 0 && T > 10, \end{aligned}\right\} \tag{19'}$$

wobei die zweite Gleichung ausdrücken soll, daß der Zerfall in Wasser ($T > 10$) zu vernachlässigen ist, und zur Abkürzung geschrieben wurde:

$$b = \frac{8\,\text{km}}{\tau_0 c} \cdot \left(\frac{\mu c^2}{10^8\, eV}\right) = 8 \text{ für } \begin{cases} \tau_0 = 3{,}3 \cdot 10^{-6}\,\text{sec} \\ \mu c^2 = 10^8\, eV. \end{cases}$$

In (19) ist strenggenommen auch $\eta(E)$, der mittlere Energieverlust pro dT, eine Funktion von T, denn nach (17) und (17″) hängt ja die Bremsung (pro 100 g/cm²) auch von der Luftdichte ab. Da aber diese Abhängigkeit von T nur gering ist, werden wir diese vernachlässigen und berechnen die Bremsung in Luft bei dem Druck in 8 km Höhe, d. h. $\approx$ dem mittleren auf dem Wege der Mesonen durch die Atmosphäre.

Zur Lösung von (19) führen wir wieder die Variablen R und S an Stelle von E und T ein [siehe (7) und (7′)] und finden mit

$$\eta(E) \cdot f(E;T) \equiv g(R;S)$$
$$\eta(E;T) \equiv \nu(R;S)$$

und der Anfangsbedingung bei T_0 (dem „Entstehungsort") [siehe (8) und (8″)]:

$$[g_0(S) \cdot dS]_{S = R(E) - T_0} = f(E;T_0)\,dE = \frac{\gamma\,\text{const}}{E^{\gamma+1}}\,dE,$$

wo wir jetzt $\gamma = 1{,}82$ setzen wollen (siehe oben), die aus (19) hervorgehende Gleichung:

$$\frac{\partial g(R,S)}{\partial R} = \nu(R,S) \cdot g(R,S) .$$

Ihre Lösung findet man sofort durch einfache Integration:

$$g(R,S) = g_0(S') e^{\int_{S-T_0}^{R} \nu(R',S)\,dR'}$$

Dies drücken wir wieder in den alten Variablen aus und finden:

$$f(E,T) = f(E_0,T_0) \cdot \frac{\eta(E_0)}{\eta(E)} \cdot W(E,T,T_0) , \quad (20)$$

worin

$$W(E,T,T_0) = e^{-\int_{T_0}^{T} \mu(E',T')\,dT'} \quad (20')$$

und

$$f(E_0,T_0)E_0 = \frac{1{,}82 \cdot \text{const}}{E_0^{1.82}} .$$

E_0 bzw. E' sind hier als Funktionen von E, T_0 und T bzw. T' aus den Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} R(E_0) - R(E) &= T - T_0 \\ \text{bzw. } R(E') - R(E) &= T - T' \end{aligned}\right\} \quad (20'')$$

zu berechnen [siehe Geichung (9′)].

$W(E,T,T_0)$ bedeutet anschaulich die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Meson, das bei T_0 mit der Energie E_0 entstanden ist, in der Tiefe T, wo es die Energie E besitzt, nicht zerfallen ist. W läßt sich explizite angeben, wenn man näherungsweise setzt:

$$\eta(E) \approx a/\beta^2, \quad (20''')$$

wo

$$a \approx \frac{2 \cdot 10^8\, eV}{100\ \text{g/cm}^2}$$

für Wasser und Luft.

Im Anhang soll der sich so ergebende Ausdruck für W angegeben werden, aus dem für $T \gtrsim 3\,T_0 \gtrsim 1$ folgt:

$$W(E;T;T_0) = e^{-b \cdot \frac{10^8 eV}{E + aT} \lg\left(\frac{T_0}{T} \cdot \frac{2E_0}{E + pc}\right)}, \quad (20^{IV})$$

$$\left(b = \frac{8\,\text{km}}{\tau_0 c} \cdot \left(\frac{\mu c^2}{10^8\, eV}\right)\right)(E_0 \approx E + a(T - T_0)) .$$

was für $E \approx pc \gg \mu c^2$ in die bekannte Formel von Euler und Heisenberg (l. c.) übergeht.

Um über die Erzeugung der Mesonen in der Atmosphäre eine möglichst einfache Annahme zu machen, gehen wir folgendermaßen vor. Mit Nordheim [7] („Photonenhypothese") wollen wir annehmen, daß die Mesonen aus den Lichtquanten der weichen Komponente der kosmischen Strahlung erzeugt werden, von denen die energiereichen den Hauptteil bei der Erzeugung ausmachen sollen, und zwar hauptsächlich der Teil der weichen Komponente, der nicht vom Magnetfeld der Erde beeinflußt wird (d. h. mit Energien $\gtrsim 1{,}8 \cdot 10^{10}$ eV). Daher wollen wir etwas schematisch annehmen, daß nur dieser Teil der weichen Komponente einen Beitrag zur Erzeugung liefert, und zwar mit einem energieunabhängigen Wirkungsquerschnitt. Der betrachtete Teil der weichen Komponente behält nun, im Gegensatz zur Gesamtintensität der weichen, die Form des Potenzspektrums, das er vor Eindringen in die Atmosphäre aus dem Weltenraum hatte (siehe oben), bei und wird exponentiell in der Atmosphäre absorbiert wie[5])

$$e^{-1{,}22 \cdot T_0} .$$

Wir bezeichnen die Wahrscheinlichkeit pro 100 g/cm² pro cm² pro sec dafür, daß ein Meson von den betrachteten Lichtquanten erzeugt wird, mit w. Die Mesonen sollen weiter an der Stelle ihres Erzeugungsortes über das differentielle Spektrum

$$f(E_0,T_0) = \frac{\gamma \cdot \text{const}}{E_0^{\gamma+1}} \quad \text{mit} \quad \gamma = 1{,}82$$

verteilt sein. Die Anzahl der Mesonen mit Energien im Intervall dE_0, die in der Schicht dT_0 (pro cm² pro sec) erzeugt werden, sei also gegeben durch:

$$dE_0 f(E_0,T_0) \cdot w \cdot dT_0 .$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Mesonenerzeugung ist von Nordheim (l. c.) auf Grund einer Diskussion verschiedener Experimente über Mesonen abgeschätzt worden, wird aber hier nicht gebraucht. Wir setzen hier zur Vereinfachung $w = 1$, da die const im differentiellen Spektrum der Mesonen noch willkürlich ist. Die Gleichung (20) ist nun so abzuändern, daß $f(E;T)$ erst aus der rechten Seite von (20) entsteht, nachdem diese mit $e^{-1{,}22\,T_0}$ multipliziert und über T_0 von 0 bis T integriert worden ist; also

$$f(E,T) = \int_0^T f(E_0,T_0) \cdot \frac{\eta(E_0)}{\eta(E)} \cdot W(E,T,T_0)\, e^{-1{,}22\,T_0} dT_0 . \quad (21)$$

5) Dies wird in der Kaskadentheorie gezeigt (siehe z. B.: Nordheim [8]); der Koeffizient im Exponenten hängt von der Potenz des Spektrums ab und hat für $\gamma = 1{,}82$ den Wert 0,48 pro Strahlungslänge der Kaskadentheorie, die für Luft = 0,39 in 100 g/cm² beträgt, woraus sich für den Koeffizienten 1,22 pro 100 g/cm² ergibt, wie angegeben.

Der Integrand von (21) gibt die Beiträge für $f(E;T)$, wie sie aus den einzelnen Schichten dT_0 stammen und ist in Fig. 2 für den Fall $T = 10$ (Meeresniveau) für verschiedene Energien E als Funktion von T_0 aufgetragen. Wie man sieht, liegen die Maxima dieser „Erzeugungsfunktion" für größere E nahe an der Grenze der Atmosphäre (bei $T_0 = 0$) und rücken mit kleiner werdendem E immer weiter von dieser fort, was

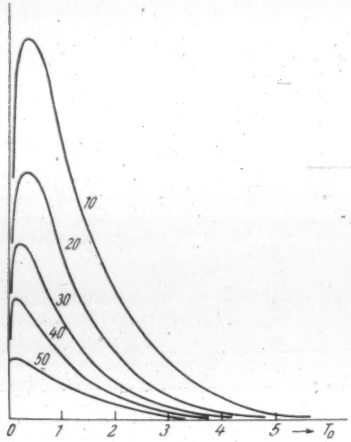


Fig. 2. Die „Erzeugungsfunktion" (in willkürlichen Einheiten) als Funktion von T_0 (in 100 g/cm²). Die angeschriebenen Zahlen bedeuten E in 10^8 eV $\approx \mu c^2$.

seinen Grund darin findet, daß bei kleineren Energien der Zerfall der Mesonen auf ihrem Wege durch die Atmosphäre relativ wahrscheinlicher ist als bei größeren (verglichen mit μc^2), so daß die Mesonen geringerer Energie vorwiegend in einer Schicht erzeugt werden, in der der betrachtete Teil der weichen Komponente schon stärker absorbiert worden ist. Der Abfall dieser Erzeugungsfunktion nach größeren Schichten hin erfolgt so langsam, daß diese bei $T_0 = 1$ noch nicht auf die Hälfte ihres Wertes beim Maximum abgesunken ist, wodurch das Verfahren von Euler und Heisenberg (l. c.), den „Erzeugungsort" schematisch an die Stelle $T_0 \approx 1$ zu verlegen, gerechtfertigt erscheint.

In der ersten Zeile der folgenden Tabelle I ist der Verlauf von $F(E;T=10)$ gegeben, wie er sich aus (21) durch Integration von E bis ∞ ergibt, wobei für die Zerfallszeit der Wert genommen wurde, für den

$$\tau_0 c \cdot \left(\frac{10^8\, eV}{\mu c^2}\right) = 1\,\text{km} \,. \qquad (22)$$

ist.

Die zweite Zeile der Tabelle I gibt das entsprechende Spektrum, wobei aber ein bestimmter Erzeugungsort bei $T_0 \approx 1$ angenommen wurde; dies wurde so normiert, daß es für $E \gg \mu c^2$ in das der ersten Zeile übergeht. Der Vergleich

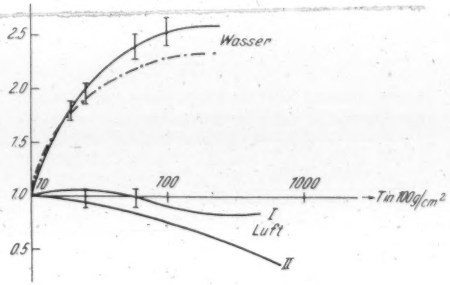


Fig. 3. Die Absorptionskurve für $10 < T \lesssim 300$.
Aufgetragen ist: $\left(\frac{T}{10}\right)^{1,9} \cdot \frac{F(T)}{F(10)}$.
Obere Kurven (Wasser) berechnet unter der Annahme über die Zerfallszeit: $\tau_0 c = 1\,\text{km} \cdot \left(\frac{\mu c^2}{10^8\,\text{eV}}\right)$.
—— kont. Erzeugung in der Atmosphäre, — · — · — „Erzeugungsort" bei $T_0 = 1$
Untere Kurven (Luft: Schrägwinkelanordnung)
I $\tau_0 c = \infty$, II $\tau_0 c = 1\,\text{km} \cdot \left(\frac{\mu c^2}{10^8\,\text{eV}}\right)$
Meßpunkte: nach [1], [2] und [20]

zeigt, wie zu erwarten war, daß beide sich nur wenig voneinander unterscheiden.

In der dritten Zeile der Tabelle I ist das von Blackett [11] gemessene Spektrum eingetragen, das bei $E = 5 \cdot 10^8$ eV an die erste

Tabelle I

Das integrale Energiespektrum in M.-H.
$F(E;T=10)$ in Einheiten const · 1,82 · 10^{-4} E in 10^8 eV $= \mu c^2$

$E =$								
1	3	5	10	15	20	40	60	100
8,49	8,13	7,49	6,07	4,97	4,14	2,31	1,53	0,75
9,32	8,91	8,22	6,62	5,38	4,45	2,40	1,53	0,75
(10,08)		7,49	6,28	5,13	4,20	2,19	1,53	0,90 (Blackett)

Zeile angeschlossen wurde. (Der Meßpunkt bei $E = \mu c^2$ fällt verhältnismäßig stark heraus, was verständlich ist, da die Elektronen mitgemessen wurden.)

Die vorstehende Fig. 3 bringt die Absorptionskurve in geringeren Wassertiefen, und zwar ist aufgetragen die Größe

$$\left(\frac{T}{10}\right)^{1,9} \cdot \frac{F(\mu c^2, T)}{F(\mu c^2, 10)} \; ; \quad T \gtrsim 10 \text{ mit } (22)$$

in Abhängigkeit von $\log_{10} T$, die ein Maß für die Abweichung von dem Ehmertschen Potenzgesetz mit dem bei $T \approx 100$ gemessenen Exponenten 1,9 ist[6]).

Die Übereinstimmung mit den Messungen von Ehmert und Clay (l. c.) ist bei der gemachten Wahl der Zerfallszeit gut. Die unteren Kurven der Fig. 3 geben die entsprechenden in Luft (gemessen mit der Schrägwinkelanordnung von Ehmert [20]) für $T \gtrsim 10$. Diese erhält man bekanntlich dadurch, daß man in der barometrischen Höhenformel, die zu (19′) führte, die 8 km durch 8 km $\cdot \cos\Theta$ ersetzt, wo Θ den Winkel zwischen der Vertikalen und der Zählrohrrichtung bedeutet, und man unter T die durchlaufene Massenschicht in 100 g/cm² versteht. Wie man sieht, macht sich der Unterschied der Bremsung in Wasser und Luft erst in Tiefen $T = 100$ bemerkbar, und die Meßpunkte von Ehmert (T 40) sind mit der angenommenen Wahl der Zerfallszeit nicht im Widerspruch. Fig. 4 gibt endlich die Absorptionskurve in Luft ($T \lesssim 10$), und zwar wurde die Größe $F(3\mu c^2, T)$ in Abhängigkeit von T aufgetragen. $3\mu c^2$ ist nämlich, wenn $\mu c^2 = 10^8$ eV angenommen wird, angenähert die Energie, die die Mesonen mindestens haben müssen, um die ≈ 9 cm Blei durchdringen zu können, die bei den Messungen zur Filterung der weichen Strahlung zwischen die Zählrohre gesetzt wird. Die Übereinstimmung mit den Messungen von Ehmert, Schein u. a. (l. c.) ist befriedigend in Anbetracht der wohl allzu schematischen Annahmen über die Mesonenerzeugung (z. B. die des energieunabhängigen Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung).

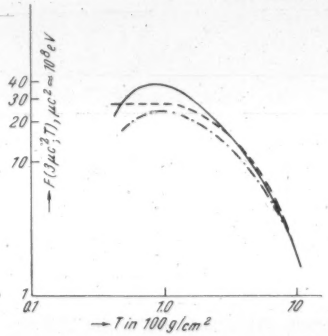


Fig. 4. Die Mesonenintensität in der Atmosphäre. ––––– Nach den Messungen von Ehmert [3]. –·–·–·– Nach den Messungen von Schein u. a. [4]. ——— berechnet. (In Meereshöhe (T ≈ 10) an die Messungen angeschlossen.)

§ 4. Die weiche Strahlung, die das Mesonenspektrum unter Wasser begleitet

Die Zerfallselektronen sind von Euler [21] behandelt worden und können unter Wasser und hinter größeren Schichten dichten Materials vernachlässigt werden. Weiche Strahlung kann unter Wasser und dichtem Material bekanntlich noch dadurch auftreten, daß sich die durch Elektronenstoß frei werdende Mesonenenergie in solche umsetzt. Weiter ist nach S. 175 zu schließen, daß die dort erwähnte zusätzliche Absorption weiche Strahlung erzeugt. – Diese soll nun mit Hilfe des oben abgeleiteten Mesonenspektrums berechnet werden.

Die Anzahl der Elektronen pro $d\varepsilon$, die auf 1 cm von einem Meson der Energie E angestoßen werden und eine Energie zwischen ε und $\varepsilon + d\varepsilon$ erhalten, ist nach (1) und (3) ($\beta = 1$):

$$\frac{dn_J(\varepsilon)}{d\varepsilon} = A\varrho\left\{\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{2}{9}\cdot\left(\frac{m}{\mu}\right)\cdot\lambda\left(\frac{\varepsilon}{E}\right)\cdot\frac{1}{\mu c^2\cdot\varepsilon}\right\} \qquad (1')$$

$$\varepsilon < \varepsilon_{max}(E), \quad \varrho = \text{Dichte}.$$

Die Funktion $\lambda\left(\frac{\varepsilon}{E}\right)$ soll nach S. 175f. die zusätzliche Absorption charakterisieren.

Bhabha [22] hat bemerkt, daß, falls $\varepsilon > E_J$ ist, das angestoßene Elektron sich nach der Kaskadentheorie multiplizieren und der so entstehende Kaskadenschauer als weiche Strahlung gemessen werden kann. E_J bedeutet dabei die sog. Grenzenergie der Kaskadentheorie, oberhalb der schematisch angenommen wird, daß

6) Bei der Berechnung von F wurde der Unterschied der Bremsung in Wasser und Luft berücksichtigt, was durch eine leicht zu erhaltende Verallgemeinerung von Gleichung (20″) geschah.

die Elektronen nur strahlen können, unterhalb nur ionisieren. Man berechnet E_J dadurch, daß man bemerkt, daß diese Grenzenergie an der Stelle der Energieskala liegt, an welcher der mittlere Energieverlust der Elektronen durch Strahlung gleich dem durch Ionisation ist. Sei daher x_0 die Strahlungseinheit der Kaskadentheorie (auf dx [in cm] erzeugt ein Elektron durch Bremsstrahlung ein Lichtquantenspektrum $\frac{dx}{x_0}\cdot\frac{dk}{k}$, wo k die Lichtquantenenergie bedeutet), so ist definitionsgemäß

$$\eta(E_J)=\frac{E_J}{x_0}.$$

Nach (17) und (17″) ist für $\varrho\gtrsim 1$ und $E_J\gtrsim 10\ \mathrm{cm}^2$:

$$\eta(E_J)=A\varrho\cdot\lg\left(\frac{E_J}{A\varrho r_H}\right)$$

und daher

$$A\varrho\cdot\frac{x_0}{E_J}=1/\lg\left(\frac{E_J}{A\varrho r_H}\right). \tag{23}$$

Sei nun

$$z\left(\frac{x}{x_0};\frac{\varepsilon}{E_J}\right)$$

die Anzahl der Kaskadenelektronen mit Energien $>E_J$, die ein Elektron der Energie ε hinter einer Schicht x (in cm) erzeugt; die entsprechende Zahl der Elektronen, die ein Meson der Energie E hinter einer großen Schicht begleiten, wird dann

$$n_{el}(E,E_J)=\int_{E_J}^{\varepsilon_{max}(E)}\frac{dn_J(\varepsilon)}{d\varepsilon}\int_0^\infty dx\cdot z\left(\frac{x}{x_0};\frac{\varepsilon}{E_J}\right),$$

wo $\frac{dn_J(\varepsilon)}{d\varepsilon}$ durch (1′) gegeben ist.

In der Kaskadentheorie wird gezeigt [5], daß

$$\int_0^\infty dx\cdot z\left(\frac{x}{x_0};\frac{\varepsilon}{E_J}\right)=0{,}44\cdot x_0\cdot\frac{\varepsilon}{E_J} \tag{24}$$

ist.

Arley [23] hat die Anzahl der Kaskadenelektronen mit Energien $<E_J$ angenähert berechnet und das Ergebnis in einer Tabelle zusammengestellt. Aus dieser ist zu entnehmen, daß das (24) entsprechende Integral denselben Wert hat wie (24) (für $2\lesssim\lg(\varepsilon/E_J)\lesssim 6$ bis auf 10 Proz. genau).

Die Gesamtzahl $n_{el}(E)$ der Elektronen, die ein Meson der Energie E begleiten, wird dann näherungsweise:

$$n_{el}(E)=2\cdot 0{,}44\cdot\frac{x_0}{E_J}\int_{E_J}^{\varepsilon_{max}(E)}\frac{dn_J(\varepsilon)}{d\varepsilon}\varepsilon\,d\varepsilon. \tag{25}$$

Um die relative Anzahl $q(T)$ der Schauerelektronen zu erhalten, die ein Mesonenspektrum begleiten, haben wir (25) über das differentielle Mesonenspektrum zu integrieren und durch die gesamte Mesonenintensität $F(T)$ zu dividieren. Wir erhalten:

$$q(T)=\frac{1}{F(T)}\int_{E_{min}}^\infty\left(-\frac{\partial F(E,T)}{\partial E}\right)dE\cdot n_{el}(E)=\frac{1}{F(T)}\int_{E_{min}}^\infty F(E,T)\,dE\,\frac{d}{dE}n_{el}(E).$$

E_{min} bedeutet hier die Energie, die ein Meson mindestens haben muß, um einem Elektron bei einem Stoß eine Energie $\varepsilon>E_J$ erteilen zu können, damit dieses eine Kaskade erzeugen kann. E_{min} berechnet sich mittels (3) durch Auflösung der Gleichung:

$$E_J=\varepsilon_{max}(E_{min}). \tag{2′}$$

Setzen wir in der vorletzten Gleichung (25) ein, so erhalten wir:

$$q(T)=\frac{0{,}88}{\lg\left(\frac{E_J}{A\varrho r_H}\right)}\cdot\frac{x_0}{E_J}\int_{E_{min}}^\infty F(E,T)\,dE\,\varepsilon_{max}(E)\left[\frac{dn_J(\varepsilon)}{d\varepsilon}\right]_{\varepsilon=\varepsilon_{max}}\cdot\frac{d\varepsilon_{max}}{dE};$$

n_J ist durch (1′) gegeben. Wir führen $\varepsilon_{max}(E)$ als neue Integrationsvariable ein und bezeichnen sie jetzt mit E. Im zweiten Term von (1′) kann $\varepsilon_{max}=E$ genommen werden (siehe oben). Dann kommt mit (2) und da $mc^2=10^8$ eV/200 ist:

$$q(T)=\frac{0{,}88}{\lg\frac{E_J}{A\varrho r_H}}\left\{\frac{1}{F(T)}\int_{E_J}^\infty F(\chi(E);T)\frac{dE}{E}+\frac{2}{9}\bar{\lambda}\cdot\left(\frac{10^8\,\mathrm{eV}}{\mu c^2}\right)^2\cdot\frac{\bar{E}}{200\cdot 10^8\,\mathrm{eV}}\right\} \tag{26}$$

Hier ist:

$$\chi(E) = \frac{E}{2}\left(1 + \sqrt{1 + \frac{2\mu}{m}\cdot\frac{\mu c^2}{E}}\right) \text{ (nach (2) und (2'))}$$

$\overline{E}$ = mittlere Energie des Mesonenspektrums, $\bar{\lambda}$ ein ähnlicher Mittelwert von λ wie auf S. 175.

Tabelle II

$\frac{1}{F(T)}\int_{E_J}^{\infty} F(\chi(E);T)\frac{dE}{E}$ als Funktion von T (in mtr); $E_J = 1{,}5\cdot 10^8$ eV für Wasser (und Luft).

	$T =$						
	10	25	50	100	500	1000	2000
	(mtr)						
($\mu c^2 \approx 10^8$ eV)	1,3	3,2	4,3	5,2	6,9	7,6	8,3

Tabelle III

$\overline{E}/(200\cdot 10^8\,\text{eV})$ als Funktion von T

$T =$						
10	25	50	100	500	1000	2000
(mtr)						
0,20	0,35	0,58	1,21	6,33	13,3	27,6

Die in Tabelle II angegebene Funktion (für Wasser) steigt angenähert logarithmisch mit der Tiefe T an, während $\overline{E}$ (Tabelle III) etwas schneller als mit T anwächst. [Nimmt man konstanten Ionisationsverlust an, so ist die mittlere Energie bekanntlich proportional der Tiefe für größere Tiefen ($T \gtrsim 50$).]

Die folgende Tabelle IV bringt die Größe $q(T)$ (für Wasser), wie sie sich aus Tabelle II und III nach (26) berechnet [$\lg(E_J/A\varrho r_H) = 26{,}5$] für verschiedene Werte von $\bar{\lambda}\cdot\left(\frac{\mu c^2}{10^8\cdot\text{eV}}\right)$.

Tabelle IV

$q(T)\cdot 100$

		$T =$						
		10	25	50	100	500	1000	2000
		(mtr H_2O)						
$\bar{\lambda}\cdot\left(\frac{\mu c^2}{10^8\,\text{eV}}\right)$	0	4,3	10,5	14,2	17,1	22,8	25,0	27,3
	1	4,5	10,8	14,6	18,0	27,4	34,7	47,5
	4	4,9	11,5	15,9	20,6	41,3	63,9	108
	8	5,5	12,6	17,6	34,1	59,8	103	189

Die zweite Zeile wäre nach der Theorie zu erwarten ([gemäß Gleichung (1)]. Die dritte und vierte Zeile gibt angenähert die Werte von $q(T)$, wie sie sich nach S. 175 ergeben würden, wenn man die dort erwähnte zusätzliche Absorption annimmt, die zu einem wesentlichen Teil weiche Strahlung liefern soll.

Die weiche Strahlung wird z. B. bei Zählrohrmessungen dadurch abgeschätzt, daß das eine Mal ohne Blei und das andere Mal mit ≈ 10 cm Blei zwischen den Zählrohren gemessen wird, und der Prozentsatz der in dem Blei absorbierten Strahlung als Elektronen angesprochen wird.

Einige Ergebnisse seien hier angegeben:

Auger-Grivet [24] $T = 30$; 7 Proz.

Clay (l. c.) $T = 300$; 11 Proz.

Clay (l. c.) $T = 427$; 22 Proz.

Nach der Kaskadentheorie ist dies aber angenähert nur die Hälfte der wirklich vorhandenen weichen Strahlung (Elektronen), wenigstens für Tiefen $T \gtrsim 50$; wie aus der Ableitung von

(26) hervorgeht, ist das integrale Spektrum der Kaskadenelektronen ($> E_J$) [nach (24)]:

$$= \frac{1}{2} \cdot q(T) \cdot \frac{E_J}{E} \; ; \quad T > 50 \, .$$

Dieses Potenzspektrum behält hinter einer Schicht Blei seine Form bei und wird nicht absorbiert[7]. Man kann also sagen, daß in den oben erwähnten Experimenten dieser Teil der Kaskadenelektronen als „harte Strahlung" gemessen wird. Berücksichtigen wir diesen Sachverhalt, so haben wir qualitative Übereinstimmung mit den Werten der letzten beiden Zeilen von Tabelle IV.

Dieses Ergebnis scheint eine weitere Bestätigung für unsere Annahme zu sein, daß eine zusätzliche Absorption der Mesonen vorhanden ist, die zu einem merklichen Teil weiche Strahlung liefert.

Anhang

Die auf ein Elektron bei einem Stoß übertragene Energie

Stößt ein Teilchen der Energie E_0 (Impuls $\mathfrak{p}_0$) auf ein zu Anfang ruhendes Elektron (Ruhenergie $= mc^2$), so erteilt es ihm eine Energie E_e (Impuls $\mathfrak{p}_e$), die mit der Energie E (Impuls $\mathfrak{p}$) des stoßenden Teilchens nach dem Stoß durch den Energie-Impulssatz verknüpft ist:

$$E_0 + mc^2 = E + E_e$$
$$\mathfrak{p}_0 = \mathfrak{p} + \mathfrak{p}_e \, .$$

Wir wollen hier E_e durch E_0 und den Winkel $\Theta = \sphericalangle (\mathfrak{p}_0 \mathfrak{p}_e)$ ausdrücken und bringen dazu E_e und $\mathfrak{p}_e$ auf die linken Seiten und quadrieren. Mit der selbstverständlichen Beziehung $E_0^2 - E^2 = \mathfrak{p}_0^2 - \mathfrak{p}^2$ kommt:

$$(mc^2)^2 + E_e^2 + 2\, E_0 mc^2 - 2\, E_e (E_0 + mc^2) = (\mathfrak{p}_e c)^2 - 2\, \mathfrak{p}_0 c \mathfrak{p}_e c \cdot \cos \Theta \, ,$$

oder mit $(\mathfrak{p}_e c)^2 = E_e^2 - (mc^2)^2$:

$$(E_e - mc^2)(E_0 + mc^2) = \mathfrak{p}_0 c \mathfrak{p}_e c \cdot \cos \Theta \, .$$

Diese Gleichung hat eine einfache Lösung $E_e = mc^2$, d. h. auf das Elektron wird keine Energie übertragen; denn quadriert man beide Seiten, so kann man mit Benutzung von

$$(\mathfrak{p}_e c)^2 = (E_e + mc^2)(E_e - mc^2)$$

den Faktor $(E_e - mc^2)$ abspalten. Ist dieser von Null verschieden, so wird weiter:

$$(E_e - mc^2)(E_0 + mc^2)^2 = (\mathfrak{p}_0 c \cdot \cos \Theta)^2 (E_e + mc^2)$$

oder mit $(E_e + mc^2) = E_e - mc^2 + 2\, mc^2$ endlich:

$$\varepsilon = E_e - mc^2 = 2\, mc^2 \cdot \frac{(\mathfrak{p}_0 c \cdot \cos \Theta)^2}{(E_0 + mc^2)^2 - (\mathfrak{p}_0 c \cdot \cos \Theta)^2} \, .$$

Diese bekannte Formel, die z. B. bei den Diskussionen von Wilson-Aufnahmen wichtig ist, bei welchen aus der Energie eines angestoßenen Elektrons und dem Winkel Θ auf die Anfangsenergie des stoßenden Teilchens geschlossen werden soll, geht im Spezialfall $\cos \Theta = 1$ (d. h. zentraler Stoß, $\varepsilon = \varepsilon_{max}$) in die im Text angegebene (2) über, wenn man noch

$$E_0^2 - (\mathfrak{p}_0 c)^2 = \mu c^2 \gg mc^2$$

setzt.

Die Funktion $W(E, T, T_0)$

Es ist [siehe Text: (19′); (20′)]:

$$\log_e W(E, T, T_0) = -\frac{8 \text{ km}}{\tau_0 c} \cdot \mu c^2 \int_{T_0}^{T} \frac{dT'}{\mathfrak{p}' \cdot T'} \cdot \quad \text{(I)}$$

Nach (20‴) soll näherungsweise gesetzt werden:

$$\eta(E) \approx \frac{a}{\beta^2} \, .$$

Mißt man hier zur Vereinfachung Energien in Einheiten μc^2 und R, T in mtr H_2O, so wird nach (7):

$$R(E) = \frac{1}{a} \int_1^E \frac{dE}{\beta^2} = \frac{1}{a} \left(E + \frac{1}{E} - 2 \right) .$$

Die erste und zweite Gleichung (20″) lautet dann:

$$\left.\begin{aligned} \left(E_0 + \frac{1}{E_0}\right) - \left(E + \frac{1}{E}\right) &= a(T - T_0) \\ \left(E' + \frac{1}{E'}\right) - \left(E + \frac{1}{E}\right) &= a(T - T') \, . \end{aligned}\right\} \quad \text{(II)}$$

Mit

$$s = aT' + E' + \frac{1}{E'} = aT_0 + E_0 + \frac{1}{E_0}$$

7) Dies läßt sich leicht nach der Kaskadentheorie zeigen, wenn man die Lichtquantenbildung beachtet.

wird (I):

$$\log_e W = + \frac{8\,\mathrm{km}}{\tau_0 c} \int_{E}^{E_0} \frac{dE' \cdot p'}{E'(E'^2 - sE' + 1)}, \qquad \text{da} \qquad \frac{dT'}{T'} = - dE' \frac{\left(\frac{1}{E'^2} - 1\right)}{s - \left(E' + \frac{1}{E'}\right)}$$

nach (II) ist.

Das Integral läßt sich elementar auswerten, wenn man den Integranden geeignet in Partialbrüche zerlegt, das Ergebnis der Rechnung ist:

$$\log_e W = - \frac{8\,\mathrm{km}}{\tau_0 c} \left[\frac{1}{\sqrt{t^2 - 1}} \log_e \frac{tE' - 1 + p'\sqrt{t^2 - 1}}{t - E'} + \frac{t}{\sqrt{t^2 - 1}} \arcsin \frac{t - E'}{tE' - 1} - \arcsin \frac{1}{E'} \right],$$

worin $t = \frac{1}{2}\left(s + \sqrt{s^2 - 4}\right)$ bedeutet. Im Fall, daß $T \gtrsim T_0 \gtrsim 1$ ist, wird $t \approx s \approx aT' + E' \gtrsim 1$ und man erhält die Formel (20^{IV}) des Textes bis auf kleine Glieder, wie man durch Einsetzen und geeignete Entwicklungen bestätigt.

Zusammenfassung

Bei exakter Berücksichtigung des Ionisationsverlustes und mit der Annahme über die Zerfallszeit der Mesonen:

$$\tau_0 c = 1\,\mathrm{km} \left(\frac{\mu c^2}{10^8\, eV} \right)$$

(μc^2 = Ruhenergie des Mesons $\lesssim 10^8$ eV) wird die Absorptionskurve in Wasser für $10 \gtrsim T \lesssim 300$ mtr (gerechnet vom Gipfel der Atmosphäre) richtig wiedergegeben. Für Tiefen $100 \lesssim T \lesssim 300$ folgt die theoretisch berechnete Intensität einem Potenzgesetz:

$$\frac{1}{T^{1{,}042 \cdot \gamma}}.$$

Hierbei bedeutet γ der Exponent des ursprünglichen (in der höheren Atmosphäre vorhandenen) integralen Energiespektrums der Mesonen. Aus dem von Ehmert u. a. experimentell bestimmten Wert für 1,042, γ ($\approx 1{,}9$) ergibt sich $\gamma = 1{,}82$. Für größere Tiefen ($300 \lesssim T \lesssim 1400$ mtr) kann der gemessene Abfall der Intensität qualitativ erklärt werden. Um auch quantitative Übereinstimmung mit den Experimenten zu bekommen, muß man einen zusätzlichen Absorptionsprozeß annehmen, der, falls $\mu c^2 \gtrsim \frac{3}{4} \cdot 10^8$ eV gesetzt wird, mit der Wahrscheinlichkeit $\gtrsim 1/2000$ pro mtr Wasser auftritt. Die hierbei frei werdende Energie setzt sich zu einem wesentlichen Teil in weiche Strahlung um, wie der Vergleich mit anderen Experimenten zeigt.

Unter einer naheliegenden, aber etwas schematischen Annahme über die Mesonenerzeugung wird die Mesonenintensität als Funktion der Höhe in der Atmosphäre qualitativ richtig beschrieben. Es zeigt sich, daß das Maximum der Intensität bei ≈ 1 mtr H_2O-Äquivalent liegt (wie gemessen) und dort den = 15fachen des in Meereshöhe vorhandenen Wertes annimmt (gemessen = 12fach).

Herr Prof. Heisenberg gab mir die Anregung zu dieser Arbeit. Ich möchte ihm auch hier für sein stets förderndes Interesse herzlich danken.

Literaturverzeichnis

1) A. Ehmert, Zeitschr. f. Phys. **106**, 751, 1937.
2) V. G. Wilson, Phys. Rev. 53, 337, 1938; J. Clay und A. van Gehmert, Physica **6**, 497, 1939.
3) A. Ehmert, Zeitschr. f. Phys. **115**, 326, 1940.
4) M. Schein, W. P. Jesse und E. O. Wollan, Phys. Rev. **57**, 847, 1940.
5) H. Euler und W. Heisenberg, Ergebn. der exakten Naturwiss., Bd. XVII, 1938.
6) J. R. Oppenheimer, H. Snyder und R. Serber, Phys. Rev. **57**, 75, 1940.
7) Nordheim und Hebb, Phys. Rev. **56**, 494, 1939.
8) L. W. Nordheim, Phys. Rev. **51**, 1110, 1937.
9) W. Heitler, Proc. Roy. Soc. **161**, 261, 1931.
10) H. Euler, Zeitschr. f. Phys. **116**, 73, 1940.
11) P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. **154**, 573, 1936; **159**, 1, 1937.
12) G. Wentzel, Handbuch d. Physik, Bd. XXIV, 1933.
13) C. Møller, Zeitschr. f. Phys. **70**, 786, 1931; Ann. d. Phys. **14**, 538, 1932.
14) E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. **125**, 420, 1929.
15) E. Fermi, Phys. Rev. **57**, 485, 1940.
16) H. Bethe, Zeitschr. f. Phys. **76**, 293, 1932.
17) F. Bloch, Ann. d. Phys. **16**, 285, 1933; Zeitschrift f. Phys. **81**, 368, 1933.
18) G. C. Wick, unveröffentlicht.
19) M. Schein und P. S. Gill, Phys. Rev. **55**, 1111, 1939.
20) A. Ehmert, Physik. Zeitschr. **35**, 20, 1934.
21) H. Euler, Zeitschr. f. Phys. **110**, 692, 1938.
22) H. J. Bhabha, Proc. Roy. Soc. **164**, 257, 1938.
23) N. Arley, Proc. Roy. Soc. **163**, 519, 1938.
24) P. Auger und T. Grivet, Rev. Mod. Phys. **11**, 232, 1939.

Leipzig, Theoretisch-physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 17. April 1941)

BERICHTE

Trennung künstlich radioaktiver Isotope und Isomere

Von Kurt Starke

1. Das Problem der Isotopentrennung in der Kernphysik.
2. Isotope durch n, γ-Prozesse.
   a) Rechnerische Grundlagen.
   b) Entstehung und Reaktionen hochangeregter Atome.
   c) Anreicherungsmethoden.
3. Isotope durch weitere Kernreaktionen.
4. Isomere.
5. Anwendung der Isotopentrennung in der Kernphysik.
6. Literaturverzeichnis.

1. Das Problem der Isotopentrennung in der Kernphysik

Obwohl die Auffindung der Isotopie durch die Entdeckung der radioaktiven Elemente und die Aufstellung der radioaktiven Zerfallsreihen ausgelöst wurde, bildeten die instabilen Elemente dennoch nicht das erste Untersuchungsmaterial für die Versuche einer Trennung von Isotopen. Die Trennung der radioaktiven Isotope einer Zerfallsreihe geschieht immer durch chemische Abscheidung der Zwischenelemente und stellt daher primär keine Isotopentrennung dar. Wegen ihres Vorkommens in zu geringen Mengen oder ihrer ungünstigen chemischen Eigenschaften waren sie auch nicht für die zuerst entwickelten Methoden der Trennung durch Diffusion oder fraktionierte Destillation geeignet, die die Verwendung gasförmiger Verbindungen erfordern. Erst im Laufe der Entwicklung wurden, meist mit Hilfe des Massenspektrographen, die in wägbaren Mengen vorliegenden instabilen Isotope ^{40}K, ^{87}Rb, ^{148}Sm, ^{176}Cp, ^{234}U, ^{235}U und ^{238}U aus ihren natürlichen Gemischen abgetrennt oder angereichert, einige schon in solchen Mengen, daß mit ihnen weitere Untersuchungen angestellt werden konnten. Ihre Trennung geschieht, wie die der stabilen Isotope, einzig und allein auf Grund der Massenunterschiede und hat keinerlei Bezug auf die radioaktiven Eigenschaften der Kerne. Sie wird daher immer zusammen mit der Trennung stabiler Isotope behandelt (2, 6), so daß sich eine Besprechung hier erübrigt. Das Problem einer Trennung radioaktiver Isotope von ihren inaktiven Isotopen nach neuen Methoden entstand erst nach der Entdeckung der künstlichen Radioaktivität. Bei bestimmten Kernreaktionen bilden sich nämlich unmittelbar künstlich radioaktive Isotope des bestrahlten Elements, so bei der Anlagerung langsamer Neutronen (n, γ-Prozeß), ferner auch bei der Bestrahlung mit schnellen Neutronen (n, $2n$), mit Deuteronen (d, p) und mit sehr energiereichen γ-Strahlen (γ, n). Eine chemische Abtrennung der gebildeten radioaktiven Kerne zur Erzielung von Präparaten mit möglichst großer spezifischer Aktivität ist daher nicht ohne weiteres möglich, jedoch bei Prozessen mit kleinen Wirkungsquerschnitten oder beim Arbeiten mit nicht sehr intensiven Strahlenquellen von höchster Wichtigkeit.

Sehr bald nach der Entdeckung der Neutronenanlagerung durch Fermi kamen Szilard und Chalmers (9) auf den Gedanken, der zur Lösung dieses Problems führte. Sie nahmen an, daß bei Bestrahlung einer chemischen Verbindung das vom Neutron getroffene Atom durch den Stoß aus dem Molekülverband entfernt wird, so daß bei Verhinderung eines nachträglichen Wiederaustauschs mit inaktiven Isotopen das umgewandelte radioaktive Isotop unter Umständen chemisch abgetrennt werden kann. Der Gedanke zeigt also eine gewisse Ähnlichkeit mit dem, der der Trennung inaktiver Isotope auf photochemischem Wege (46, 47) zugrunde liegt. Hierbei wird dem das zu trennende Isotop enthaltenden Molekül durch Einstrahlung nur von diesem absorbierbarer Lichtquanten bevorzugt Anregungsenergie übermittelt, die dann zur Dissoziation oder Reaktion zu einer neuen Verbindung führt. Allerdings gelingt es bei weitem nicht, eine so scharfe Auswahl des zu trennenden Isotops zu treffen, wie sie bei den instabilen Isotopen von vornherein gegeben ist.

Die Versuche von Szilard und Chalmers erwiesen sofort die Anwendbarkeit des Gedankens, und es folgten zahlreiche Arbeiten anderer Verfasser, die sich um die vollständige Klärung der dabei stattfindenden Vorgänge bemühten. Nach der Entdeckung der künstlich radioaktiven Isomere ergaben sich weitere Anregungen zu dieser Frage, nachdem sich erwies, daß auch diese nach jenem Verfahren getrennt werden konnten. Unter den Arbeiten lassen sich solche unterscheiden, deren Verfasser sich mit der empirischen Ermittelung der besten Bedingungen für die Trennung begnügen und andere, die sich eingehender mit den dabei stattfindenden Vorgängen befassen. Da die hierbei gewonnenen Erkenntnisse wichtig sind für die Beurteilung der Ergebnisse der erstgenannten Arbeiten, sollen sie unabhängig vom Zeitpunkt des Entstehens der Arbeit zunächst vor diesen besprochen werden.

2. Isotope durch n, γ-Prozesse

a) Rechnerische Grundlagen

Eine genaue Betrachtung der bei dem Einfang thermischer Neutronen stattfindenden Vorgänge ergibt, daß die durch den Stoß des Neutrons übertragene Energie weit unterhalb der durchschnittlichen Bindungsenergie chemischer Verbindungen liegt, daß aber das positive Ergebnis des Versuchs von Szilard und Chalmers durch einen Bruch der chemischen Bindung durch den radioaktiven Rückstoß gedeutet werden kann, den das Atom bei der Ausstrahlung der überschüssigen Energie in Form von γ-Strahlung nach dem Einfang erhält [Amaldi, D'Agostino, Fermi, Pontecorvo, Rasetti und Segrè (10)]. Die Rechnung (26, 27) zeigt, daß die Aussendung des γ-Quants in den meisten Fällen dem radioaktiven Atom weitaus mehr Rückstoßenergie übermittelt, als zur Sprengung der chemischen Bindung mindestens notwendig ist. Aus der Energie der γ-Strahlung

$$E_\gamma = h \cdot \nu$$

ergibt sich der Compton-Impuls des Rückstoßkerns zu

$$p = m \cdot v = \frac{h \cdot \nu}{c} = \frac{E_\gamma}{c}.$$

Daraus berechnet sich die Rückstoßenergie zu

$$E_R = \frac{m v^2}{2} = \frac{p^2}{2\,m} = \frac{E_\gamma^2}{2\,m c^2}$$

oder nach Einsetzen der Konstanten, Angabe von m in Einheiten der Masse des Wasserstoffs und Umrechnung in eV

$$E_R = 5{,}3 \cdot 10^{-10} \frac{E_\gamma^2}{m}\,\text{eV} \qquad (1)$$

Diese Energie steht jedoch nicht vollständig zur Abtrennung des Atoms zur Verfügung, da sie sich auf Translationsenergie (E_T) des Moleküls und Anregungsenergie (E_A) verteilt, die allein die chemische Bindung beansprucht. Es ist daher

$$E_A = E_R - E_T.$$

Für den einfachsten Fall eines zweiatomigen Moleküls mit dem zweiten Atom der Masse m' ergibt sich die Translationsenergie des Moleküls zu

$$E_T = \frac{p^2}{2\,(m + m')} = \frac{E_\gamma^2}{2\,(m + m')\,c^2},$$

daher ist

$$E_A = \frac{E_\gamma^2}{2\,m c^2} - \frac{E_\gamma^2}{2\,(m + m')\,c^2}$$

$$= \frac{E_\gamma^2}{2\,m c^2} \cdot \frac{m'}{m + m'}$$

$$= E_R \cdot \frac{m'}{m + m'} \qquad (2a)$$

$$= 5{,}3 \cdot 10^{-10} E_\gamma^2 \cdot \frac{m'}{m(m + m')}\,\text{eV}. \qquad (2b)$$

Unter Umständen kann fast die gesamte Rückstoßenergie zur Anregung bzw. Abspaltung dienen, denn es wird $E_A = E_R$, wenn $m' \gg m$ ist. In diesem Fall erhält man, da die durchschnittliche Energie der γ-Strahlung zwischen 3–6 MeV (5) liegt, auch für die schweren Atome noch Anregungsenergien von 20–80 eV, während die chemischen Bindungsenergien (E_B) durchschnittlich nur den zehnten Teil davon betragen. Dagegen können sich die Werte bedeutend erniedrigen, wenn $m \gg m'$, ist, wie z. B. bei der Bindung eines schweren Atoms an Wasserstoff.

In einer Tabelle sind verschiedene mit Hilfe von Gleichung (2b) berechnete Werte für die Halogene wiedergegeben, deren Verbindungen bisher am genauesten untersucht worden sind. In der Rechnung wurde nur die direkte Bindung an ein einziges Atom berücksichtigt. Der Einfluß der übrigen Atome des Moleküls kann sich jedoch, wie aus der Form der Gleichung (2a) hervorgeht, nur günstig durch Erhöhung der zur Trennung verfügbaren Energie auswirken. Eine weitere Komplikation der Rechnung tritt dadurch ein, daß die überschüssige Energie des entstandenen radioaktiven Atoms in zwei oder mehr kurz aufeinanderfolgenden γ-Quanten geringerer Energie abgegeben werden kann. Dadurch, daß die angegebenen Werte von E_γ schon Mittelwerte darstellen, ist dies nur teilweise berücksichtigt, da bei der verschiedenen Emissionsrichtung der Quanten sich die einzelnen Rückstöße zum Teil aufheben können. Da aber der Gesamtbetrag der Rückstoßenergie in den meisten Fällen nicht so wesentlich verringert wird, daß er den der Bindungsenergie unterschreitet, soll auch diese Tatsache unberücksichtigt bleiben.

Tabelle

	E_γ (MeV) (49)	Bindung an C (aliphatisch)			Bindung an H		
		E_B (kcal bzw. eV) (1)		E_A (eV)	E_B (kcal bzw. eV) (1)		E_A (eV)
Cl	6,2	72	3,1	> 135	101	4,4	14,5
Br	5,1	59	2,6	> 23	85	3,7	2,2
J	4,8	45	2,0	> 8,3	70	3,0	0,8

b) Entstehung und Reaktionen hochangeregter Atome

Der erste Versuch einer Trennung künstlich erzeugter instabiler Isotope ist, wie schon erwähnt, von Szilard und Chalmers (9) unternommen worden, und zwar durch Bestrahlung von Äthyljodid (C_2H_5J) zwecks Trennung des Isotops ^{128}J von dem stabilen ^{127}J. Zur Verhinderung eines Wiederaustauschs der aktiven Atome fügten sie eine kleine Menge Jod hinzu, das dann nach Reduktion als AgJ gefällt wurde. Die Anreicherung war dementsprechend noch gering, die Brauchbarkeit des Verfahrens jedoch erwiesen. Aus den Werten der Tabelle für die C-Bindung geht hervor, daß die radioaktiven Atome dabei zu 100 Proz. abtrennbar sein müßten. Fay und Paneth (12, 16) stellten jedoch bei Wiederholung der Versuche von Szilard und Chalmers fest, daß nur 60 Proz. der Gesamtaktivität durch Fällung als AgJ abgetrennt werden konnten. Ein beträchtlicher Bruchteil blieb also in der organischen Verbindung. Glückauf und Fay (17) konnten aber nachweisen, daß zum Teil neue, z. B. disubstituierte Jodverbindungen entstanden waren und diese durch Destillation trennen. Es mußten demnach primär weitaus mehr Atome aus der Verbindung entfernt worden sein, als später abzutrennen waren. Den experimentellen Nachweis dafür zu erbringen, daß der Rückstoß in allen Fällen zur Sprengung der Molekülbindung führt, gelang bei organischen Halogenverbindungen nur unter bestimmten Bedingungen, nämlich durch Bestrahlung von $CHBr_3$ in verdünnter CS_2-Lösung [Glückauf und Fay (17)] und von C_2H_5Br in der Gasphase [Sueß (26)]. Bei hohen Konzentrationen der bestrahlten Verbindung besteht demnach eine große Wahrscheinlichkeit, daß die aktiven Atome, nachdem sie nach einer gewissen Zahl von Zusammenstößen mit anderen Molekülen die überschüssige Energie abgegeben haben, andere Atome oder Radikale der bestrahlten Verbindungen substituieren.

Das Prinzip der Szilard-Chalmers-Trennung wurde auch bald auf anorganische Verbindungen angewandt (Amaldi, D'Agostino, Fermi, Pontecorvo, Rasetti und Segrè [10]), so daß auch Aussagen über das Verhalten des an Sauerstoff gebundenen Halogens gemacht werden können. Aus bestrahlten Halogenaten konnten aus saurer (bei $NaJO_3$ auch aus ammoniakalischer) Lösung Silberhalogenidniederschläge mit 70–90 Proz. der Gesamtaktivität erhalten werden [D'Agostino (11)], aus Perchloraten und Perjodaten bei sorgfältigem Arbeiten sogar bis zu 100 Proz. [Glückauf und Fay (17)]. Daraus und aus der Tatsache, daß kein Unterschied gefunden werden konnte, ob die Substanzen gelöst oder in festem Zustand bestrahlt wurden, geht hervor, daß hier die Substitutionsmöglichkeiten gering sind, was bei der chemischen Natur der Verbindungen auch erwartet werden durfte.

Besonders interessant ist das Verhalten von HBr, weil sich rechnerisch die Möglichkeit ergibt (siehe Tabelle), daß die durch den Rückstoß übermittelte Energie nicht zur Sprengung der Molekülbindung ausreicht, da sie zum größten Teil in Translationsenergie des gesamten Moleküls umgesetzt wird. Die Verbindung wurde aus diesem Grunde von Sueß (27) untersucht, der jedoch feststellte, daß ebenso wie bei der Bestrahlung von C_2H_5Br ein Zerfall des Moleküls eintritt. Der Verfasser vermutet, daß durch Zusammenstöße im Gasraum die Translationsenergie doch noch in Schwingungsenergie des Moleküls umgesetzt wird, die dann zum Zerreißen der Bindung führt, oder daß eine Störung der Elektronenhülle bis zur Ionisation eintritt. Die letzte Möglichkeit wird bei der noch zu behandelnden Trennung radioaktiver Isomere genauer besprochen werden.

Über den Zustand der Atome kurz nach ihrer Trennung vom Molekül ist wenig Sicheres bekannt. Man sollte vermuten, daß durch den gewaltigen Rückstoß, den der Kern erfährt, die Elektronenhülle beschädigt und das Atom ionisiert wird. Zum Nachweis der Ladung wurden daher Versuche mit einer gasförmigen Verbindung im elektrischen Feld unternommen. Fay und Paneth (12, 16) erhielten jedoch während der Bestrahlung von AsH_3 bei einer Spannung von 1300 V aktive Niederschläge, die unabhängig vom Vorzeichen der Ladung waren. Die höchste Ausbeute an ^{76}As betrug 30 Proz. bei sichtbarer Abscheidung von ^{75}As. Die Ladungen dürften daher von der Anlagerung im Gase anwesender Ionen an gebildete As-Teilchen herrühren. Bei der Bestrahlung von C_2H_5J und C_2H_5Br in flüssiger Phase dagegen erwiesen sich die Teilchen als negativ geladen. Die Ausbeuten waren jedoch, wohl wegen der geringen Ionenbeweglichkeit in der Flüssigkeit, äußerst niedrig. Sueß (26) gelang es, das aktive Br bei Gegenwart von HBr durch die sehr viel schnellere Reaktion mit C_2H_2 vor dem Austausch mit HBr abzufangen. Eine Spannung von 1000 Volt hatte jedoch keinen Einfluß auf das Ergebnis. Daraus wurde geschlossen, daß, falls überhaupt Ionen entstehen, die Ladung noch vor der Reaktion mit C_2H_2 durch Zusammenstöße im Gasraum abgegeben wird. Libby (28) schließt aus der Tatsache, daß aus einer $KMnO_4$-Lösung sich die Mn-Aktivität aus saurer Lösung vollständig, aus alkalischer dagegen gar nicht trennen läßt, auf

die intermediäre Bildung eines $^{56}Mn^{7+}$-Ions, das in alkalischem Medium schnell OH^--Ionen bindet, also die Wertigkeit beibehält und austauscht, in saurer Lösung dagegen H_2O oxydiert und sich daher in der neuen Wertigkeitsstufe trennen läßt.

c) Anreicherungsmethoden

Der endgültige Zustand der radioaktiven Atome nach ihren Reaktionen mit den umgebenden Molekülen ist naturgemäß besser bekannt, da seine Kenntnis für die zu ergreifenden chemischen Maßnahmen bei der Trennung notwendig ist. Er wird nicht nur, wie schon besprochen, von dem chemischen Charakter der bestrahlten Verbindung selbst, sondern auch von Verunreinigungen oder willkürlich zugesetzten Reagentien abhängen. Das aus organischen Verbindungen frei gemachte Halogen liegt, wie Erbacher und Philipp (14, 15) erkannten, in Ionenform vor. Da ein Austausch von Halogenionen mit an Kohlenstoff gebundenem Halogen praktisch nicht eintritt, ist also ein Zusatz inaktiver Isotope nicht notwendig. Die Verfasser konnten im Gegenteil durch sorgfältige Reinigung der zu bestrahlenden Verbindung auch die durch thermische und photochemische Zersetzung frei werdenden Halogenmengen noch verringern und so sehr große Anreicherungen erzielen. Die dabei anwesenden Mengen an inaktivem Halogen können nur äußerst gering sein und liegen weit unter der Grenze der Nachweisbarkeit durch chemische Methoden. Die Trennung geschah entweder durch Ausschütteln mit Wasser oder durch Adsorption an aktiver Kohle. Ähnliche Versuche an C_2H_5Br machten auch Roginsky und Gopstein (13). Quantitative Untersuchungen an einer großen Zahl von Halogenverbindungen unter Variierung der Extraktionsmittel unternahmen Lu und Sugden (24). Sie stellten dabei fest, daß das aktive Jod nur zu 11 Proz. als J^-, dagegen zu 36 Proz. als molekulares J_2 vorliegt, während der Rest, wie schon bekannt, organisch gebunden bleibt. Durch Zusatz von Anilin läßt sich das molekulare Jod ebenfalls in die leichter extrahierbaren Ionen überführen und damit die Ausbeute verbessern.

Bei Bestrahlung von Phosphorverbindungen liegt das Isotop ^{32}P ebenfalls ionisiert vor, und zwar als Produkt einer Umsetzung primär entstandener P^{3+}-Ionen mit dem bei den bisherigen Versuchen immer vorhandenen H_2O und O_2 in Form von PO_3^{3-}- und PO_4^{3-}-Ionen. Eine Methode zur Anreicherung aus bestrahltem Triphenylphosphat geben Erbacher und Philipp (18) an. Die Löslichkeit des $(C_6H_5)_3PO_4$ in Benzol und seine Unlöslichkeit in Wasser gestatteten es, die bei den Halogenen entwickelten Trennverfahren auch auf den radioaktiven Phosphor mit Erfolg anzuwenden. Es gelang eine Anreicherung auf mindestens das 10^7-fache.

Das Arsen verhält sich, abgesehen von dem schon erwähnten Fall der Anreicherung in der Gasphase, in Lösung ebenso wie der Phosphor [Libby (28)]. Die erste Trennung wurde von D'Agostino (11) an der Kakodylsäure $(CH_3)_2AsO(OH)$ durch Ausfällung einer kleinen Menge As_2S_3 aus der bestrahlten Lösung durchgeführt. Die Abscheidung ohne Zugabe von inaktivem As bietet dagegen größere Schwierigkeiten.

Die Anreicherung der Isotope der bisher genannten Elemente wurde dadurch erleichtert, daß diese mit Kohlenstoff in direkter Bindung zu recht beständigen organischen Verbindungen zusammentreten. Deren Verwendung bringt beträchtliche Vorteile mit sich. Einmal ist die Gefahr des Wiedereintritts der getrennten Atome in die C-Bindung, wenn sie erst einmal thermische Geschwindigkeit besitzen, äußerst klein und daher sind Verluste durch Wiederaustausch gering. Außerdem gestatten sie wegen ihrer besonderen chemischen Eigenschaften oft eine Trennung der Isotope in zwei nicht mischbare flüssige Phasen oder durch selektive Adsorption an einer oberflächenreichen festen Phase, also durch Maßnahmen, die in verhältnismäßig kurzer Zeit durchgeführt werden können. Die Schnelligkeit, mit der die Trennung vorgenommen werden kann, ist aber gerade bei der oft geringen Lebensdauer der radioaktiven Isotope von entscheidender Bedeutung. Endlich erfordern die beiden genannten Methoden nicht die Zugabe wägbarer Mengen des inaktiven Isotops, da der Verteilungsfaktor des abzutrennenden Elements zwischen den beiden Flüssigkeiten unabhängig ist von seiner absoluten Menge bzw. der adsorbierte Prozentsatz gerade mit sinkender Konzentration anwächst.

Ähnlich günstig wären noch die Trennungen über die Gasphase oder durch elektrochemische Abscheidung, die aber nur selten bei entsprechenden chemischen Eigenschaften des Elements durchführbar sind. Dagegen muß bei der chemischen Trennung durch Fällung aus einer flüssigen Phase die Zugabe des inaktiven Isotops in mindestens solchen Konzentrationen erfolgen, daß dadurch das Löslichkeitsprodukt der auszufällenden Verbindung überschritten wird. Ist dies wegen der damit verbundenen Verringerung des Anreicherungsfaktors nicht wünschenswert, so bleibt nur noch der Einbau des radioaktiven Isotops in eine isomorphe Verbindung oder die Mitfällung durch Adsorption an geeigneten Niederschlägen, Methoden, die in der Radio-

chemie zahlreich entwickelt sind. Durch Kombination dieser Verfahren, die durch die chemischen Eigenschaften der Kakodylsäure, vor allem durch ihre Löslichkeit in H_2O unter Dissoziation, erforderlich wurden, konnte Starke (30) das Arsenisotop ^{76}As auf das 10^7fache anreichern. Die Abscheidung geschah durch Adsorption an MgO, die Reinigung durch Einbau in $MgNH_4PO_4$, aus dem das As durch Überführung in gasförmigen AsH_3 und Zersetzung gewonnen wurde.

Schwierig, wenn nicht unmöglich, ist die Anreicherung der radioaktiven Isotope der Elemente, die keine geeigneten organischen Verbindungen bilden, wie z. B. der Metalle. Hier bietet sich nur noch die Möglichkeit der Verwendung anorganischer Verbindungen in geeigneten Wertigkeitsstufen und der Komplexsalze. Die bei der Trennung einzuschlagenden Wege sind dann oft kompliziert und hängen jeweils von den chemischen Eigenschaften des betreffenden Elements ab. Bisher wurden bei einigen Schwermetallsalzen Anreicherungen der radioaktiven Isotope erzielt. D'Agostino (11) trennte bis zu 80 Proz. der Gesamtaktivität in bestrahltem $KMnO_4$ durch Ausfällung von MnO_2 bzw. $MnCO_3$. Das radioaktive Gold wurde von Majer (20, 21) aus komplexer Auratlösung unter Verwendung kolloiden Goldes als Trägersubstanz angereichert.

Als besonders interessant erschien endlich die Anreicherung des durch Neutronenanlagerung entstehenden β-strahlenden Uranisotops ^{239}U, dessen Untersuchung durch die Strahlung der natürlich radioaktiven Folgeprodukte der α-aktiven U-Isotope sehr erschwert wird. Das Uran ist nun in Lösung sowohl sechswertig als UO_2^{2+} als auch vierwertig als U^{4+}-Ion existenzfähig, es war also zu erwarten, daß nach Bestrahlung einer Uranylverbindung wenigstens ein Teil der neuentstandenen Atome als vierwertiges Urano-Ion vorliegen würde. Da das Uran in der vierwertigen Form schwächer basisch und leichter hydrolysierbar ist als das sechswertige, konnte Irvine (25) in der Tat das Isotop ^{239}U aus bestrahltem Ammoniumuranylacetat durch partielle Fällung von basischem Uranylacetat im Niederschlag auf ungefähr das Zehnfache anreichern. Wegen des allzu leichten Wiederaustauschs der Isotope durch Ladungswechsel oder Oxydation der U^{4+}-Ionen dürften bessere Ergebnisse bei Verwendung anorganischer Uransalze nicht zu erwarten sein.

3. Isotope durch weitere Kernreaktionen

Die bisher genannten Arbeiten betrafen sämtlich die Trennung solcher radioaktiver Isotope, die durch Anlagerung von Neutronen unter Aussendung von γ-Quanten entstanden waren. Das Verfahren von Szilard und Chalmers muß jedoch allgemein auch auf die am Beginn des Berichts genannten Prozesse anwendbar sein, bei denen schwere Teilchen abgespalten werden. Die dabei frei werdenden beträchtlichen Energien von einigen MeV verteilen sich auf das ausgesandte Teilchen und den Rückstoßkern im umgekehrten Verhältnis ihrer Massen. Es ist daher die Rückstoßenergie

$$E_R = \frac{E_t \cdot m_t}{m}, \qquad (3)$$

wobei E_t und m_t Energie bzw. Masse des ausgesandten Teilchens bedeuten. Die zur Sprengung der Molekülbindung verfügbare Energie ist also selbst bei schweren Atomen noch bedeutend größer als die bei den Anlagerungsprozessen zur Verfügung stehende. Allerdings dürfte eine Anreicherung aus so großen Mengen eines Elements, wie sie bei Bestrahlung mit langsamen Neutronen möglich ist, nicht in Frage kommen, da die Wirksamkeit der schnellen Neutronen mit wachsender Schichtdicke der meist wasserstoffhaltigen Substanzen rasch abnimmt. Günstig ist das Verfahren dagegen wegen der geringen Absorption der γ-Strahlen zur Anreicherung der durch γ,n-Prozesse entstehenden Isotope. Bisher ist die Anreicherung der durch einen derartigen Prozeß gebildeten Br-Isotope ^{78}Br und ^{80}Br von Bothe und Gentner (19) und von Barkas, Carlson, Henderson und Moore (29) bekannt geworden.

Noch nicht geprüft ist die Frage, ob nicht schon der Rückstoß, den sehr energiereiche Teilchen dem getroffenen Kern beim Einfang übermitteln, zu einer Trennung des Atoms aus dem Molekülverband führt. Eine Prüfung wäre nur durch eine Kernreaktion möglich, bei der einzig und allein die durch das eingefangene Teilchen erhaltene Rückstoßenergie die Bindungsenergie übertrifft. Genauere Überlegungen zeigen jedoch, daß sich dieser Fall kaum in ein Experiment umsetzen läßt, da in den wenigen Fällen, in denen die Bindungsenergie überhaupt die durch das ausgesandte γ-Quant übertragene Rückstoßenergie überschreitet, wie z. B. bei Bestrahlung von HBr, die durch den Einfang übermittelte Energie selbst bei Resonanzprozessen ebenfalls zu gering ist.

4. Isomere

Während die Anwendung der Methode von Szilard und Chalmers zur Isotopentrennung schon ein wertvolles Hilfsmittel für die Dar-

stellung stark aktiver Präparate bildete, erwies sie sich als unentbehrlich zur Untersuchung der Kernisomerie (7,8). Sie gestattet es, die genetischen Beziehungen zwischen den beiden isobaren Kernen, die sich nur durch ihren Energieinhalt unterscheiden, aufzudecken und ihnen die Halbwertszeiten eindeutig zuzuordnen. Für den Fall, daß die Energieabgabe durch die γ-Strahlung mit einer kürzeren Halbwertszeit erfolgt als der Zerfall des dadurch entstandenen isomeren Kerns, ist dieses noch aus der gemessenen Abfallskurve möglich. Im entgegengesetzten Fall entsteht aber ein laufendes radioaktives Gleichgewicht, das nur die Halbwertszeit des längerlebigen Kerns mit dem höheren Energieinhalt erkennen läßt. Stellt man jedoch aus diesem Isomer, eventuell nach vorangegangener Anreicherung, eine zur Szilard-Chalmers-Trennung geeignete Verbindung her, so sollte aus dieser das isomere Folgeprodukt von Zeit zu Zeit auf chemischem Wege abtrennbar sein und mit der für dieses charakteristischen Halbwertszeit abfallen. Eine solche Trennung führten zuerst Segrè, Halford und Seaborg (31) an ^{80}Br durch, das mit 4,4 Stunden Halbwertszeit in einen mit 18 Minuten zerfallenden Kern übergeht. Als Verbindung diente tertiäres Butylbromid, das in einem Gemisch aus H_2O und CH_3OH gelöst wurde. Den gleichen Erfolg hatten de Vault und Libby (32) bei Verwendung von $NaBrO_3$.

Das positive Resultat der Versuche war jedoch mit den bis dahin herrschenden Anschauungen über die Ursache des Szilard-Chalmers-Effektes nicht vereinbar. Eine Berechnung der zur Trennung verfügbaren Energie aus der beim isomeren Übergang frei werdenden γ-Energie von 48,9 keV (50) durch Gleichung (2b) ergibt $2{,}1 \cdot 10^{-3}$ eV, also eine Energie, die bei weitem nicht zur Zerreißung der Molekülbindung ausreicht. Höher, aber ebenfalls nicht zur Dissoziation groß genug, ist die Energie, die sich aus den von einem Bruchteil der γ-Quanten ausgelösten Umwandlungselektronen von 47,2 keV (50) aus Gleichung (3) und (2a) ergibt. Sie beträgt $4{,}2 \cdot 10^{-2}$ eV. Es mußte daher nach einer anderen Erklärung des dennoch eingetretenen Effekts gesucht werden. Segrè, Halford und Seaborg vermuteten sie in einer bevorzugten Reaktion der immerhin hochangeregten Moleküle während der Verseifung des Butylbromids nach der Gleichung

$$(CH_3)_3C \cdot Br + H_2O \rightarrow (CH_3)_3 \cdot C \cdot OH + H^+ + Br^-$$

ein Vorgang, der unter den Versuchsbedingungen ohne Zweifel schon durch thermische Anregung stattfindet. Le Roux, Lu und Sugden (35) bestätigten die Ergebnisse durch Versuche an Äthylenbromid und n-Butylbromid, erzielten aber bei der Trennung durch Zugabe von Anilin noch größere Ausbeuten, die sie der noch günstigeren Reaktion

$$(CH_3)_3C \cdot Br + C_6H_5NH_2 = [C_6H_5NH_2 \cdot C(CH_3)_3]^+ + Br^-$$

zuschreiben. Dagegen blieb weiterhin unklar, welche Reaktion zu der obengenannten Abtrennung des Isomers aus dem BrO_3^--Ion führen sollte.

In der Folge wurde von verschiedenen Verfassern zu ungefähr gleicher Zeit eine andere Ursache der Abspaltung des radioaktiven Atoms besprochen, die eine allgemeinere Erklärung zuläßt. Es wird angenommen, daß das durch die Emission des Umwandlungselektrons aus der K- oder L-Schale hochangeregte Molekül während der Umordnung der Elektronen dissoziiert. Selbst wenn zunächst die Elektronen der inneren Schalen unter Energieabgabe in Form von Röntgenstrahlung durch solche der äußeren ersetzt werden, bliebe durch das Fehlen eines Elektrons der äußersten Schale immer noch eine Anregungsenergie von einigen eV zurück. Bevor dieses Valenzelektron ersetzt werden kann, tritt Dissoziation ein. Sueß (38) schloß auf diesen Mechanismus aus dem Verhalten von HBr, das in der Gasphase bei Gegenwart von C_2H_2 untersucht wurde. Da unter den Versuchsbedingungen eine Anlagerung von HBr an C_2H_2 durch thermische Aktivierung nicht vor sich geht, vermutete er eine Reaktion von abgespaltenem radioaktivem ^{80}Br entweder als Br^+-Ion oder als Br-Atom nach Aufnahme eines Elektrons. Eine Einwirkung von aktivem Br auf CCl_4, eine Reaktion, die unter normalen Verhältnissen nicht eintritt, fand Willard (41). Wie für eine Reaktion, die nicht durch Erhöhung der Aktivierungsenergie in Gang gesetzt wird, zu erwarten war, fand sich, jedenfalls innerhalb derselben Phase, keine Abhängigkeit von der Temperatur. Beim Übergang zur festen Phase verringerte sich die Ausbeute auf ein Drittel. Der Verfasser dehnte dann seine Untersuchungen auf zahlreiche andere organische Verbindungen des Broms aus (42). Endlich schloß auch Fairbrother (43) aus dem Übergang des ^{80}Br-Isomers aus C_2H_5Br in darin gelöstes $SbBr_3$ auf einen vollständigen Bruch der C-Br-Bindung vor der Reaktion.

Eine Abscheidung des ^{80}Br-Isomers an bestimmten Metalloberflächen beobachteten Lu und Sugden (24). Eine tabellarische Übersicht der mit den verschiedenen Methoden an zahlreichen Verbindungen erzielten Ausbeuten findet sich bei de Vault und Libby (44). Die Verfasser versuchen, aus dem erreichten Höchst-

wert von 85 Proz. auf den Prozentsatz der Energie zu schließen, die beim isomeren Übergang über ein Umwandlungselektron abgegeben wird.

Weitere Isomerentrennungen wurden am *Te* durchgeführt, das drei verschiedene Isomerenpaare besitzt, und zwar von Seaborg und Kennedy (33) an ^{131}Te und von Seaborg, Livingood und Kennedy (34, 40) an ^{127}Te und ^{129}Te. Das Isomer mit dem niedrigeren Energieinhalt findet sich nach dem Übergang chemisch als H_2TeO_3 vor und kann so aus aktiver H_2TeO_4, die durch SO_2 nicht reduziert wird, nach Reduktion als *Te* gefällt werden. Eine Trennung der *Se*-Isomere wurde von Langsdorf und Segrè (39) an den analogen *Se*-Verbindungen vorgenommen.

Mit der Untersuchung der beiden Isomerenpaare ^{127}Te bzw. ^{129}Te und ^{69}Zn lieferten endlich Seaborg, Friedlaender und Kennedy (45) eine experimentelle Bestätigung für die Annahme, daß die Trennung nicht mit einem γ-Rückstoß, sondern mit der Emission eines Umwandlungselektrons verknüpft ist. Es wurden die gasförmigen Diäthylverbindungen bei 110° untersucht. Im Gegensatz zu den *Te*-Isomeren zeigte sich beim ^{69}Zn, dessen γ-Strahlung beim isomeren Übergang keine innere Umwandlung erfährt, kein Trenneffekt, obwohl die Energie der Rückstoßkerne viermal so groß ist wie beim *Te*. Auch auf einem anderen Wege, nämlich durch Ausschütteln einer Benzollösung von Zinkacetylacetonat mit H_2O gelang keine Trennung der *Zn*-Isomere, wie schon vorher Kennedy, Seaborg und Segrè (36) festgestellt hatten.

Eine interessante Trennung, die von allen bisher genannten insofern grundsätzlich verschieden ist, als sie sich nicht auf den Übergang des Isomers in eine andere Verbindungsform gründet, führte Imre (37) durch. Der Verfasser vermutete, daß bei der Verteilung von Atomen mit isomeren Kernen zwischen der Oberfläche eines Kristalls und der ihn umgebenden Lösung durch den isomeren Übergang die Lösungstendenz der an der Kristalloberfläche befindlichen eben entstandenen isomeren Tochteratome vergrößert, diese also in der Lösung angereichert werden. In der Tat ergab sich in aktiver Br^--Ionenlösung, die mit *AgCl*-Pulver durchgerührt wurde, eine Anreicherung der 18-Minuten-Aktivität, während das Kristallpulver einen Anstieg durch Nachbildung der aus dem Gleichgewicht entfernten Tochtersubstanz zeigte.

Noch nicht untersucht ist eine Anreicherung der durch unelastischen Stoß eines schnellen Teilchens, z. B. durch einen n,n-Prozeß entstehenden radioaktiven Isomere eines stabilen Kerns. Hierbei regt die kinetische Energie des Neutrons den Kern zu seinem oberen, energiereichen Zustand an, worauf ein Neutron mit verkleinerter Energie wieder ausgesandt wird. Eine Anreicherung derartiger Isomere würde daher der Art der Entstehung entsprechend zu der vorher besprochenen Trennung radioaktiver Isotope gehören.

5. Anwendung der Isotopentrennung in der Kernphysik

Es ist hier unmöglich, auf alle Anwendungen einzugehen, die die Methode von Szilard und Chalmers bisher bei radioaktiven Untersuchungen gefunden hat. Wie schon anfangs erwähnt, können mit ihrer Hilfe auch durch Kernreaktionen, die zur Bildung eines Isotops führen, Präparate von großer spezifischer Aktivität hergestellt werden. Mit den so gewonnenen radioaktiven Isotopen als Indikatoren sind auf den Gebieten der Chemie, Biochemie, Biologie und Physiologie u. a. zahlreiche Untersuchungen vorgenommen worden. Es soll hier nur kurz der Wert der Methode für die Kernphysik selbst gestreift werden. Sie erweitert einmal durch die Möglichkeit der Konzentrierung der Strahlungsintensität die Grenzen der Nachweisbarkeit der zur Isotopenbildung führenden Kernreaktionen mit sehr kleinen Wirkungsquerschnitten oder langlebigen Endprodukten. Umgekehrt gestattet sie unter Umständen in Verbindung mit einer Kernreaktion mit großem Wirkungsquerschnitt den Nachweis von Quellen geringer Strahlungsintensität. So wiesen z. B. v. Halban, Kowarski und Magat (49) durch Anreicherung von ^{80}Br aus C_2H_5Br, das einige Zeit in 9000 m Höhe gebracht worden war, die Anwesenheit von Neutronen in der kosmischen Strahlung nach.

Schließlich entsteht noch die Frage, ob die zur Trennung stabiler Isotope entwickelten Methoden sich nicht ebenfalls zur Trennung künstlich radioaktiver Isotope anwenden lassen. So käme z. B. in Frage eine Trennung im Massenspektrographen zwecks Zuordnung noch unbestimmter Massenzahlen zu den betreffenden Isotopen oder auch eine Anreicherung nach den üblichen anderen Verfahren. Aus zeitlichen Gründen dürften sie allerdings von vornherein auf Isotope von genügender Lebensdauer und Strahlungsintensität beschränkt bleiben. Versuche in dieser Richtung sind bisher nur von Seaborg, Wahl und Kennedy (51) unternommen worden, die ein künstlich hergestelltes *H*-Isotopengemisch mit radioaktivem ^3H im Trennrohr von Clusius und Dickel (3) untersuchten. Sie fanden, daß auch bei ganz geringen Konzentrationen (10^{-9} Proz. ^3H) die Trennfaktoren im wesentlichen dieselben sind wie bei sehr viel

höheren. Es besteht daher grundsätzlich die Möglichkeit, auch die bisher nur in unwägbaren Mengen vorliegenden künstlich radioaktiven Isotope in solchen Fällen zu trennen, in denen das von Szilard und Chalmers angegebene Verfahren aus irgendwelchen Gründen versagt.

Literaturverzeichnis

1. Zusammenfassende Berichte und Tabellen

1) H. Geiger und K. Scheel, Handbuch der Physik, **24**, 2, 1003, 1933.
2) W. Walcher, Isotopentrennung. Ergebn. der exakt. Naturwiss. **18**, 155, 1939.
3) K. Clusius und G. Dickel, Das Trennrohr. Zeitschr. f. physik. Chem. (B) **44**, 397, 1939.
4) J. J. Livingood und G. T. Seaborg, A table of induced radioactivities. Rev. Mod. Physics **12**, 30, 1940.
5) G. T. Seaborg, Artificial radioactivity. Chem. Rev. **22**, 199, 1940.
6) J. Mattauch, Massenspektrographie und ihre Anwendung auf Probleme der Atom- und Kernchemie. Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **19**, 170, 1940.
7) R. Fleischmann, Atomkerne, Radioaktivität, 2. Phys. i. regelm. Ber. **8**, Nr. 1, 25, 1940.
8) J. Mattauch, Kernphysikalische Tabellen. Mit einer Einführung in die Kernphysik von S. Flügge. Berlin 1941, Julius Springer.

2. Originalarbeiten

a) Trennung von Isotopen

9) L. Szilard und T. A. Chalmers, Nature **134**, 462, 1934.
10) E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti und E. Segrè, Proc. Roy. Soc. **149**, 522, 1935.
11) O. D'Agostino, Gazz. chim. ital. **65**, 1071, 1935.
12) F. A. Paneth und J. W. J. Fay, Nature **135**, 820, 1935.
13) S. Roginsky und N. Gopstein, Physik. Zeitschrift Sowjetunion **7**, 672, 1935.
14) O. Erbacher und K. Philipp, Zeitschr. f. physik. Chem. (A) **176**, 169, 1936.
15) O. Erbacher und K. Philipp, Ber. Dtsch. Chem. Ges. **69**, 893, 1936.
16) J. W. J. Fay und F. A. Paneth, J. chem. Soc., S. 384, 1936.
17) E. Glückauf und J. W. J. Fay, J. chem. Soc., S. 390, 1936.
18) O. Erbacher und K. Philipp, Zeitschr. f. physik. Chem. (A) **179**, 263, 1937.
19) W. Bothe und W. Gentner, Zeitschr. f. Phys. **106**, 236, 1937.
20) V. Majer, Naturwiss. **25**, 252, 1937.
21) V. Majer, Chem. Listy **33**, 130, 1939.
22) H. Sueß, Zeitschr. f. angew. Chem. **52**, 497, 1939.
23) H. Sueß, Zeitschr. f. El.-Chem. **45**, 647, 1939.
24) C. S. Lu und S. Sugden, Journ. chem. Soc. S. 1273, 1939.
25) W. Irvine jr., Phys. Rev. **55**, 1105, 1939.
26) H. Sueß, Zeitschr. f. physik. Chem. (B) **45**, 297, 1940.
27) H. Sueß, Zeitschr. f. physik. Chem. (B) **45**, 312, 1940.
28) W. F. Libby, Journ. Amer. chem. Soc. **62**, 1930, 1940.
29) W. H. Barkas, Ph. R. Carlson, J. E. Henderson und W. H. Moore, Phys. Rev. **58**, 577, 1940.
30) K. Starke, Naturwiss. **28**, 631, 1940.

b) Trennung von Isomeren

31) E. Segrè, R. S. Halford und G. T. Seaborg, Phys. Rev. **55**, 321, 1939.
32) Don C. de Vault und W. F. Libby, Phys. Rev. **55**, 322, 1939.
33) G. T. Seaborg und J. W. Kennedy, Phys. Rev. **55**, 410, 1939.
34) G. T. Seaborg, J. J. Livingood und J. W. Kennedy, Phys. Rev. **55**, 794, 1939.
35) L. J. le Roux, C. S. Lu und S. Sugden, Nature **143**, 517, 1939.
36) J. W. Kennedy, G. T. Seaborg und E. Segrè, Phys. Rev. **56**, 1095, 1939.
37) L. Imre, Naturwiss. **28**, 158, 1940.
38) H. Sueß, Zeitschr. f. physik. Chem. (B) **45**, 312, 1940.
39) A. Langsdorf und E. Segrè, Phys. Rev. **57**, 105, 1940.
40) G. T. Seaborg, J. J. Livingood und J. W. Kennedy, Phys. Rev. **57**, 363, 1940.
41) J. E. Willard, Journ. Amer. chem. Soc. **62**, 256, 1940.
42) J. E. Willard, Abstract Nr. 57, Division of Phys. and Inorg. Chem. Cincinnati Meeting of the Amer. Chem. Soc., April 1940.
43) F. Fairbrother, Nature **145**, 307, 1940.
44) Don de Vault und W. F. Libby, Phys. Rev. **58**, 688, 1940.
45) G. T. Seaborg, G. Friedlaender und J. W. Kennedy, Journ. Amer. chem. Soc. **62**, 1309, 1940.

3. Zusammenstellung der Arbeiten nach Elementen geordnet

a) Isotope

P (18, 28); *Cl* (10, 11, 14, 15, 17, 24, 28); *Mn* (10, 11, 28); *As* (10, 11, 12, 16, 28, 30); *Br* (10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 19, 24, 26, 27, 28, 29); *J* (9, 10, 11, 12, 14, 15, 16, 17, 24, 28); *Au* (20, 21); *U* (25).

b) Isomere

Zn (36, 45); *Se* (39); *Br* (24, 31, 32, 35, 37, 38, 41, 42, 43, 44); *Te* (33, 34, 40, 45).

4. Weitere Arbeiten

46) W. Kuhn und H. Martin, Zeitschr. f. physik. Chem. (B) **21**, 93, 1933.
47) K. Zuber, Helv. phys. Acta **8**, 488, 1935; **9**, 285, 1936.
48) S. Kikuchi, K. Husimi und H. Aoki, Proc. Phys. Math. Soc., Japan **18**, 188, 1936.
49) H. v. Halban, L. Kowarski und M. Magat, C. R. **208**, 572, 1939.
50) G. E. Valley und R. L. McCreary, Phys. Rev. **56**, 863, 1939.
51) G. T. Seaborg, A. C. Wahl und J. W. Kennedy, Journ. chem. Phys. **8**, 639, 1940.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie.

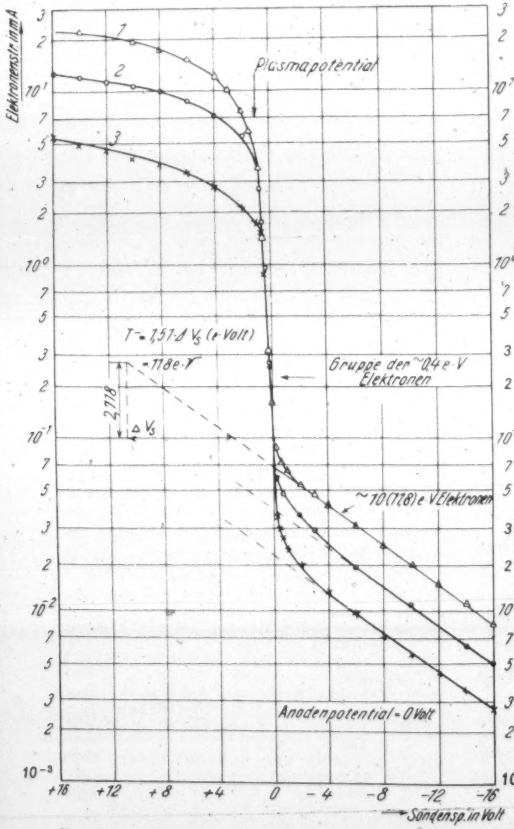
(Eingegangen am 28. Mai 1941)

ZUSCHRIFTEN.

Zum Potentialverlauf im negativen Glimmlicht

Von Heinz Fischer

Die Untersuchungen von K. G. Emeleus und seinen Mitarbeitern[1]) an stromschwachen Glimmentladungen lassen darauf schließen, daß bei diesen Versuchsbedingungen im negativen Glimmlicht (n. G.) in der Nähe des Glimmsaums eine Potentialschwelle vorhanden ist, das n. G. hier also nur bedingt als reines Gasentladungsplasma angesehen werden kann. In diesem Zusammenhang wird die für den Mechanismus der Glimmentladung so wichtige Frage diskutiert, ob möglicherweise ganz allgemein durch diese Potentialschwelle die Diffusion der Ionen aus dem n. G. in den Fallraum der Entladung verhindert wird[2]). Nachdem wir kürzlich den aus dem n. G. in den Fallraum fließenden Ionenstrom bestimmt haben[3]), wobei sich ergab, daß in H_2 bei anomalem Kathodenfall über 500 V die Mehrzahl der an der Kathode auftretenden Ionen dem Glimmlicht entstammt, wird anschließend über Sondenmessungen berichtet, die wir zur Bestimmung des Potentialverlaufs innerhalb des negativen Glimmlichts von relativ stromstarken Glimmentladungen in den Gasen H_2, He, Ne, Ar im Druckgebiet von 0,2–6 Torr im Strombereich von 0,2–6 mA/cm² und Kathodenfällen zwischen 200–2000 Volt durchgeführt haben[4]). Als Sonden dienten Wo-Drähte 3 und 5 mm lang, 0,15 und 0,1 mm dick.



Energieverteilung der Elektronen im negativen Glimmlicht. Sondenstellung: 1) 9 mm, 2) 4 mm, 3) 1 mm von Glimmkante entfernt. Die Fallraumdicke war ~ 4,5 mm. Die Sondenlänge betrug 3 mm; 0,1 ⌀.

Ergebnisse

Das ganze negative Glimmlicht hat bei vorliegenden Versuchsbedingungen bis heran auf Störschichtdicke (~ 2 mm) an die begrenzenden Wände und an die Glimmkante konstantes Plasmapotential. Anzeichen für eine Potentialschwelle konnten nicht beobachtet werden (s. auch Figur).

Die Potentialdifferenz zwischen dem Plasma (n. G.) und der ins Plasma eintauchenden Anode beträgt ganz allgemein nur $+0{,}5 - +2{,}5$ Volt ($H_2 \rightarrow Ar$). Von etwa derselben Größe ist das Kontaktpotential U_{is} der isolierten Sonde. Da nach der Sondentheorie

$$U_{is} \sim \frac{kT^-}{2e} \ln \frac{T^- m^+}{T^+ m^-} \qquad (1)$$

ist, ergibt Gleichung (1) eine Aussage über die mittlere Elektronenenergie T^-. Setzt man die Ionentemperatur T^+ 300—500° abs., dann errechnet sich aus dem gemessenen U_{is} ein T^- von ~ 0,5 e·Volt. Dieser Wert entspricht somit nicht den Elektronentemperaturen von

1) Phil. Mag. **17**, 146, 1934, und a. a. O.

2) A. Lompe, R. Seeliger, E. Wolter, Ann. d. Phys. **36**, 9, 1939.

3) Heinz Fischer, Naturwiss. **29**, 27, 1941.

4) Form und Anordnung der Elektroden s. Heinz Fischer (l. c.)

$\sim 10\,e$·Volt, die wir früher gemessen haben[5]). Eine mittlere Elektronenenergie von $\sim 10\,e$·Volt würde ein Kontaktpotential von 40–50 Volt ergeben.

Betrachtet man die Charakteristik einer Drahtsonde geeigneter Größe, dann zeigt sich in Bestätigung unserer früheren Untersuchungen, daß der Elektronenstrom auch bei positiver Sondenspannung V_s (gegenüber Plasma) sich so verhält, wie es einem T^- von $\sim 10\,e$·Volt entspricht[6]). Bei negativem V_s unmittelbar vor dem Plasmapotential steigt jedoch der Elektronenstrom steil an (s. auch Figur). Dieser Stromanstieg würde einer scharf getrennten Gruppe von Elektronen entsprechen, deren mittlere Energie ungefähr $0{,}5\,e$·Volt beträgt und deren Stromdichte etwa 100mal so groß ist, als die der $\sim 10\,e$·Volt-Elektronen. Obwohl bereits Emeleus (l. c.) in stromschwachen Entladungen ebenfalls eine langsame Elektronengruppe dieser Energie beobachtete, haben wir dieses Ergebnis nicht erwartet, denn einmal würde man vermuten, daß mit zunehmender Stromdichte im feldfreien Glimmlicht ein Angleich an eine einheitliche Elektronentemperatur eintritt[7]) und andererseits sollte erwartungsgemäß bei positiver Sondenspannung die starke Gruppe der $0{,}5\,e$·V-Elektronen den Verlauf des Sondenstromes bestimmen. Gerade zu dieser letzten Frage ergeben aber – wie erwähnt – unsere Untersuchungen noch kein eindeutiges Ergebnis.

Figur zeigt den typischen Verlauf der Sondencharakteristik (Elektronenstrom) in der Hohlkathodenentladung in Neon $p = 0{,}3$ Torr bei 690 Volt, 1 mA/cm², für verschiedene Sondenstellungen innerhalb des n. G.

Trotz der Vorsicht, die bei der Ausdeutung solcher Sondencharakteristiken wohl immer geboten scheint, spricht das kleine Kontaktpotential in Verbindung mit dem Anstieg des Sondenstromes in der Nähe des Plasmapotentials dafür, daß neben der Gruppe der $10\,e$·Volt-Elektronen, deren Gesetzmäßigkeit früher untersucht wurde (l. c.), die langsame $0{,}5\,e$·Volt-Gruppe bei den vorliegenden Bedingungen immer vorhanden ist.

5) Heinz Fischer und K. Werner, Naturwiss. **28**, 411, 1940.

6) Die bei positiver Sondenspannung nach bekannter Methode (i_s^2-Gerade) gewonnenen Ergebnisse sind allerdings noch nicht eindeutig. Es ergaben sich hier sowohl Werte von $\sim 10\,e$·V als auch wesentlich tiefere Temperaturen.

7) Siehe auch Emeleus und R. J. Ballantine, Phys. Rev. **50**, 672, 1936, und a. a. O.

Darmstadt, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, den 14. Mai 1941.

(Eingegangen 18. Juni 1941)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Klima – Wetter – Mensch. Von **E. Brezina, W. Hellpach, R. Hesse, E. Martini, B. de Rudder, A. Schittenhelm, A. Seybold, L. Weickmann.** Herausgeg. von H. Wolterreck. VIII, 446 Seiten, 122 Abbildungen. Leipzig 1938. Verlag Quelle & Meyer. Leinen RM 18.—

Das für die Menschheit so wichtige Thema des Einflusses der Klima- und Wettererscheinungen auf den Menschen, auf den größten Teil seiner Lebensäußerungen und sein körperliches wie seelisches Befinden ist in diesem Buch von einer Reihe berufener Autoren, mit denen die Entwicklung dieses jungen Wissensgebietes eng verknüpft ist, in übersichtlicher Weise dargestellt.

Im 1. Teil behandelt Weickmann auf 120 Seiten die „Grundlagen der Klima- und Wetterkunde" in einer Form, die auch dem nicht fachlich Vorgebildeten leicht verständlich ist. Dieser 1. Teil bildet die meteorologische und klimatologische Grundlage für die übrigen Teile, die die verschiedenen unmittelbaren und mittelbaren Einwirkungen des Klimas und Wetters auf den Menschen sowie auf Pflanze und Tier behandeln.

Der 2. Teil „Grundlage der Bioklimatik des Menschen" (100 Seiten) von de Rudder, behandelt in umfassender Weise die Wirkungen der einzelnen Klimafaktoren und ihrer Zusammenfügung zu den Großklimaten auf den menschlichen Organismus. Im 1. Abschnitt dieses Teiles, „Bioklimatik einzelner Klimaelemente", werden sehr eingehend die Wirkungen vor allem der Sonnenstrahlung und der Lufttemperatur aufgezeigt, und zwar vom physikalischen und medizinisch-physiologischen Standpunkt aus. So wird z. B. gezeigt, welche physikalischen Vorgänge sich nach dem Auftreffen der Strahlung auf die Haut abspielen (Reflexion, Absorption und Transmission) und welche Wirkungen diese Vorgänge auf die Haut und den gesamten menschlichen Organismus haben. Bei dem Unterabschnitt „Lufttemperatur" werden vor allem der Wärmehaushalt und die Möglichkeiten der Wärmeregulierung im menschlichen Körper aufgezeigt sowie die Schäden, die beim Versagen der Wärmeregulierung gegenüber extremen Wärmebedingungen eintreten. Bei der Darstellung der Einwirkung von Luftdruck, Luftionisation und Bodenradioaktivität auf den Menschen betont der Verfasser, daß hier wegen der Unsicherheit der bisherigen Ergebnisse Vorsicht in der Beurteilung am Platz ist, ja daß man praktisch darüber noch kaum etwas weiß. Der 2. Abschnitt, „Bioklimatik atmosphärischer Zustände (Klimatobiologie)", gibt eine Übersicht über die Wirkungen der Hauptklimate (Tropen-, arktisches, gemäßigtes, Höhen- und Seeklima) auf den Menschen; auch das Problem der Akklimatisation wird kurz behandelt

Im 3. Abschnitt, „Bioklimatik atmosphärischer Vorgänge (Meteorobiologie)", stellt de Rudder zusammen, was man bis jetzt weiß über die Wirkung besonderer Wettererscheinungen (Fronten, Föhn, Inversionen) sowie der Tages- und Jahresgänge der meteorologisch-klimatischen Zustände auf das Befinden des Menschen.

Im 3. Teil des Buches, „Die Heilfaktoren des Klimas", zeigt Schittenhelm vor allem die klimatischen Wirkungen auf den kranken Organismus auf. Er unterscheidet spezifische und unspezifische Wirkungen; die spezifischen sind diejenigen, denen man sich nicht oder sehr unvollkommen durch Kleidung und Wohnung entziehen kann. Die unspezifischen Wirkungen kann man weitgehend „dosieren", was für die Heilung verschiedener Krankheiten von großer Bedeutung ist, da ein Heilfaktor oft durch ein Zuviel Unheil bringen kann. Verfasser kommt hier auf die Bedeutung der Klimakurorte zu sprechen.

Martini behandelt im 4. Teil, überschrieben „Klima und Krankheitserreger", die mittelbaren Klimaeinwirkungen auf dem Umwege über Krankheitserreger auf den Menschen. Das Vorkommen z. B. der Tropenseuchen ist klimatisch bedingt, da ihre Erreger oder Überträger nur im tropischen Klima gedeihen. Die Abhängigkeit der Verbreitung und Aktivität der Erreger und Überträger von den klimatischen Faktoren, vor allem Temperatur und Feuchtigkeit, wird an Beispielen erläutert, ebenso der Jahresgang verschiedener Seuchen in Abhängigkeit vom Jahresgang des Klimas.

5. Teil: „Der Mensch im künstlichen Klima" von Brezina. Hier wird die Veränderung des Kleinklimas, in dem wir leben, durch Kleidung, Wohnung und Stadtbildung untersucht hinsichtlich ihrer Wirkungen auf das körperliche und seelische Befinden. Es wird untersucht, welche Werte der einzelnen Faktoren und Kombinationen mehrerer Faktoren das Behagensoptimum darstellen und wie weit man es in der Praxis verwirklichen kann („Klimatisierung").

Der 6. und 7. Teil behandeln die Einwirkung des Klimas auf die Pflanzen- und Tierwelt: „Pflanze, Klima und Wetter" von Seybold, und „Das Tier und das Klima" von Hesse. Vor allem die Abhängigkeit der Pflanzen vom Klima ist für den Menschen von ausschlaggebender Wichtigkeit, da sich nur da große Völker mit hoher Kultur entwickeln können, wo Klima und Boden ertragreichen Ackerbau zulassen.

Zum Schluß gibt Hellpach eine kurze Übersicht über das Problem „Kultur und Klima", in der er die fördernden, variierenden und hemmenden Einflüsse des Klimas auf die Kulturentwicklung darlegt. H. Duhm

---

H. Ebert, Die Wärmeausdehnung fester und flüssiger Stoffe. Verfahrens- und Meßkunde der Naturwissenschaft, Heft 1. 64 Seiten mit 34 Abbildungen. Kart. Braunschweig 1940. Friedrich Vieweg & Sohn RM 4,50.

Messungen der Wärmeausdehnung sind nicht nur von Wichtigkeit für die Bestimmung der Stoffkonstanten, sie bieten darüber hinaus erhebliches technisches Interesse. Es ist das Verdienst von H. Ebert, in der Sammlung „Verfahrens- und Meßkunde" alle gebräuchlichen Verfahren, die für lineare und kubische Ausdehnungsmessungen in Betracht kommen, zusammengestellt und kritisch betrachtet zu haben. Es ist nicht die Aufgabe dieser Schrift, Zahlenmaterial der Ausdehnungskoeffizienten zu bringen, sondern diese beschränkt sich auf eine ausführliche Beschreibung der in Frage kommenden Verfahren. Neben unmittelbaren Messungen, also Komparator, Interferenz- und Röntgenmethoden, werden mittelbare Meßanordnungen, besonders das Rohrverfahren, ausführlich dargestellt. Weiterhin werden Anordnungen zur Bestimmung des kubischen Ausdehnungskoeffizienten wiedergegeben, wobei die erzielbare Genauigkeit, die Berücksichtigung der Korrekturen und die verschiedenen Anzeigemöglichkeiten besonders beachtet werden. Das Büchlein enthält neben den notwendigen Zahlenwerten der gebräuchlichen Vergleichsstoffe noch eine ausführliche Literaturzusammenstellung. W. Holzmüller

---

K. Kähler, Wolken und Gewitter. (Sammlung „Geophysik — Meteorologie — Astronomie". Beiträge zur kosmischen Physik, herausgegeben von K. Kähler, Potsdam). 8°, VIII und 158 S., 26 Abb. Leipzig 1940. J. A. Barth. Preis kart. RM 12,—

Als Einführung in das Studium der Wolken und Gewittererscheinungen ist das vorliegende Büchlein gedacht und dieser Aufgabe wird es auch voll gerecht. Sonderfragen treten zurück. Im ersten Teil erfahren wir die Arten, Höhen und Geschwindigkeiten der Wolken und in dem zweiten dann die Physik der Wolken. Hier schließt der Verfasser sich den Gedankengängen von Findeisen und Stüve an. In einem dritten Kapitel werden dann die klimatologische Gewitterkunde, meteorologische Vorgänge bei Gewittern, Vulkan- und Staubgewitter sowie die Erklärungsversuche der Gewitterelektrizität behandelt. Es wird dabei die Ansicht vertreten, daß als Hauptursache der Niederschlagsladungen und damit der Gewitterelektrizität Influenzvorgänge maßgebend sind. R. Penndorf

---

F. Löhle, Sichtbeobachtungen vom meteorologischen Standpunkt. IV und 119 S. Mit 35 Abbildungen. Berlin 1941. Julius Springer. Steif geh. RM 7,80.

Nächst der Art und der Untergrenze der tiefen Wolken interessiert den Flieger die Sichtweite. Diese beiden Größen bestimmen darüber, ob überhaupt geflogen werden kann oder nicht. Alle anderen meteorologischen Erscheinungen können den Flug erschweren, sind aber für besonders gut eingerichtete Flugzeuge und befähigte Piloten kein Hindernis, da sie sich durch Umwege, besondere Flughöhen u. ä. umgehen oder vermeiden lassen. Wenn aber die Sicht am Start oder Ziel unter gewisse Grenzen sinkt, dann hört das Fliegen auf. Daraus geht die Bedeutung der Sicht hervor, einer Erscheinung, der früher wesentlich weniger Beachtung geschenkt wurde. Alles, was man darüber weiß, wird hier zum ersten Male zusammenhängend dargestellt, wobei auch dem Physiker vieles Wissenswerte geboten wird. Die Frage des Zusammenhangs zwischen Teilchengröße, Zerstreuung und Sicht wird nach den vorhandenen Theorien und Messungen dargestellt, wobei besonders die Sichttheorie von Koschmieder eine ausführliche Behandlung erfährt. R. Penndorf

Erich Müller, Elektrochemisches Praktikum. 5. veränderte Auflage. 276 Seiten mit 90 Abbildungen, 5 Skizzen und 31 Schaltungsskizzen. Verlag von Theodor Steinkopff, Dresden und Leipzig 1940. Leinen RM 10,—.

Die neue Auflage des bekannten Müllerschen Praktikum ist gegen die letzte (1924) nicht sehr verändert. Man ist, wie früher, beeindruckt von der Fülle der instruktiven Aufgaben, die sorgfältig und anschaulich erläutert werden, so daß auch der Studierende oder Nichtfachmann sich an Hand der Versuche leicht in die elektrochemische Arbeitsweise hineinfindet. Deshalb wird es im Unterricht weiter seine besondere Rolle spielen.

Der Verfasser bemerkt im Vorwort, daß die Erläuterungen im Text erweitert wurden im Hinblick darauf, daß das Foerstersche Buch über die „Elektrochemie wäßriger Lösungen" auf das in früheren Auflagen verwiesen wurde, vergriffen ist, und daß das Praktikum nunmehr in gewissem Grade als geschlossenes Lehrbuch anzusprechen sei. Man wird in der Tat zustimmen, daß das Praktikum als ein ausgezeichnetes „Lehrbuch der praktischen Elektrochemie" anzusehen ist. Für den Unterricht dürfte es allein jedoch nicht ausreichen. Zum Beispiel wird man bei der Erläuterung der Gasketten vor Studierenden heute sicherlich nicht auf das molekulare bzw. atomare Bild verzichten und deshalb mit den am besten untersuchten Wasserstoffelektroden als Beispiel beginnen. Schlägt man im Sachverzeichnis des Buches unter „Wasserstoffelektroden" nach, so findet man S. 82 genannt und dort folgenden Satz: „In der Tat sind denn auch noch zwei andere Nullelektroden in Gebrauch: die Tropfelektrode und die Wasserstoffelektrode: $Pt,\ H_2/n\text{-}H_2SO_4$." Dann folgt die Angabe ihres Potentials, bezogen auf die Kalomelelektrode. Die Seiten 93, 94 sind nicht genannt. Dort befindet sich eine genaue Anweisung zur Herstellung einer Wasserstoff- und einer Sauerstoffelektrode und folgende kurze Erläuterung der Elektrodenvorgänge der Knallgaskette: „Wenn diese Kette Strom liefert, dann spielen sich an den Elektroden folgende Vorgänge ab:

$$\begin{array}{rl} & 2\,H_2 + 4\,F \rightarrow 4\,H^+ \\ & O_2 + 2\,H_2O + 4\,F = 4\,OH' \\ \hline \text{Sa.} & 2\,H_2 + O_2 = 2\,H_2O \end{array}$$

Der Gesamtvorgang besteht mithin in einer Bildung von Wasser aus dessen Elementen. Die elementaren Gase müssen, damit sie sich in dieser Weise elektromotorisch betätigen, sich in Platin lösen."

Ein Lehrbuch müßte gerade den letzten Satz ausführlich behandeln, da er, ebenso wie die folgenden, dem Studierenden nicht das Wesen des Vorgangs, das nur durch eine Erläuterung der molekularen Verhältnisse vermittelt werden kann, nahe bringt. Ein Praktikum jedoch verzichtet mit Recht auf diese Erläuterung. Auch kann ein Praktikum für den Anfänger vielleicht die Beschreibung der heute in der Praxis so wichtigen Glaselektrode entbehren.

Diese Bemerkungen berühren nicht den schon genannten Kern und Hauptinhalt des Buches, die zahlreichen und schönen Versuche, die für jeden eine Fundgrube von Anregungen sind und durch die das Buch seinen ganz besonderen Wert stets behalten wird.

Auf den niedrigen Preis und die gute Ausstattung des Buches sei hingewiesen. K. Wirtz

J. C. Poggendorff's biographisch-literarisches Handwörterbuch für Mathematik, Astronomie, Physik mit Geophysik, Chemie, Kristallographie und verwandte Wissensgebiete. Bd. VI: 1923 bis 1931. Herausgegeben unter Mitwirkung der Preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, der Heidelberger Akademie der Wissenschaften, der Bayerischen Akademie der Wissenschaften zu München und der Akademie der Wissenschaften in Wien von der Sächsischen Akademie der Wissenschaften zu Leipzig. Redigiert von H. Stobbe †. IV. Teil. S—Z. Gr.-8°. VII und 719 Seiten (S. 2257—2975). Berlin 1940. Verlag Chemie, G.m.b.H. Brosch. RM 85,— (bei Subskription RM 76,50, für Mitglieder der herausgebenden Akademien RM 68,—).

Trotz des im August 1939 erfolgten Ablebens des verdienten Redakteurs H. Stobbe und trotz des Krieges ist es der Sächsischen Akademie der Wissenschaften und dem Verlag Chemie gelungen, den IV. Teil von Bd. VI des „Poggendorff" herauszubringen. Beide dürfen des Dankes der wissenschaftlichen Welt sicher sein, daß dadurch der die Jahre 1923—1931 umfassende Band dieses einzig dastehenden Werkes, zum Abschluß gebracht, vorliegt. Aus dem Vorwort zum vorliegenden Teil interessiert die Mitteilung, daß für den folgenden VII. Band (1932—1940 bzw. 1941) schon viele Vorarbeiten getroffen sind und damit Aussicht besteht, daß das Nachhinken auf ein bescheidenes Maß zurückgeführt wird. Für den neuen Band wäre es vielleicht erwünscht, wenn statt der Angabe des Umfanges der in Zeitschriften erschienenen Arbeiten (z. B. 43 S.) die Seiten selbst angegeben würden (z. B. 50/92). Weiterhin wäre für spätere Bände zu überlegen, ob nicht — insbesondere wegen des gewaltigen Anwachsens der auch einbezogenen technisch-wissenschaftlichen Forschungsergebnisse — eine Unterteilung nach Sachgebieten Vorteile bringen würde, z. B. auch in Richtung des Absatzes bei wirtschaftlich schwächeren Abnehmern.

Hinsichtlich der alten und neuen Vorzüge des „Poggendorff" darf auf die Besprechungen der früheren Teilbände an dieser Stelle verwiesen werden. L. Schiller

E. Raub, Die Edelmetalle und ihre Legierungen. Gr.-8°, VI, 323 Seiten mit 153 Abbildungen. Berlin 1940. J. Springer. RM 33,—, gbd. RM 34,50.

Das vorliegende Werk enthält eine kritische Darstellung des heute vorhandenen Materials über Edelmetalle und ihre Legierungen. Die Gewinnung der Edelmetalle, die Probierkunde und die Zustandsschaubilder sind nicht systematisch besprochen worden, der Schwerpunkt der Darstellung liegt vielmehr in der Schilderung des physikalischen, chemischen und technologischen Verhaltens der Werkstoffe.

Obgleich das Buch in der Hauptsache eine Wiedergabe der im Schrifttum vorhandenen Unterlagen bringt, sind in den Text überall die reichen

Erfahrungen des Verfassers, der seit Jahren das Forschungsinstitut über Edelmetalle in Schwäbisch-Gmünd leitet, eingearbeitet. Der Text bringt somit nur das heute als gesichert und als wissenschaftlich vertretbar Geltende.

Die Zusammenstellung des Materials aus dem Schrifttum ist sehr sorfältig durchgeführt worden, wenn auch keine lückenlose Vollständigkeit angestrebt wurde.

Das Buch von E. Raub wird nicht nur dem Metallographen, sondern auch dem Physiker und Chemiker bei allen Problemen, die die Edelmetalle berühren, ein nützlicher und zuverlässiger Ratgeber sein. Auch manches ungelöste Problem tritt beim Studium des Textes vor die Augen des Lesers.

Die Darstellung ist schlicht, klar und ansprechend. Masing

A. Wagner, Klimaänderungen und Klimaschwankungen. Die Wissenschaft. Einzeldarstellungen aus der Naturwissenschaft und der Technik. Bd. 92. Verlag Fr. Vieweg, Braunschweig. RM 12.80, gebunden RM 14.60

Das Klima eines Ortes ist für die menschliche Gesellschaft mit das Maßgebendste für ihre Existenz, sowohl unmittelbar durch seine Beeinflussung des menschlichen Wohlbefindens als auch mittelbar durch seine Wirkung auf die Umwelt. Änderungen des Klimas eines einzelnen Ortes oder größerer Gebiete werden daher ein ungeheures Interesse beanspruchen dürfen; man wird sich bemühen, die Ursachen für derartige Veränderungen möglichst eingehend festzulegen und kennenzulernen. Gerade jetzt zeigt sich eine derartige merkwürdige Klimaänderung besonders eindrucksvoll, besonders an der abnorm starken Erwärmung der Arktis, welche heute schon einen recht fühlbaren Einfluß auf manche wirtschaftliche Probleme gewonnen hat. Daher ist das vorliegende Buch, welches, von einem unserer besten Sachkenner unter Heranziehung der mitbeteiligten Disziplinen, wie Geologie, Zoologie und Botanik, geschrieben, unser heutiges Wissen über die Natur und die vermutlichen Ursachen solcher und ähnlicher Klimaänderungen zusammenfaßt, besonders aktuell. Aber auch die im Laufe der Erdgeschichte sicher belegten großen klimatischen Veränderungen in den Eiszeiten sind Probleme, die immer wieder zu Theorien und Erklärungsversuchen Anlaß gegeben haben und welche trotzdem heute zu einer endgültigen Lösung noch nicht geführt haben. Es zeigt sich hierbei, daß nur die Zusammenarbeit der verschiedenen naturwissenschaftlichen Disziplinen zu Erfolgen führen wird. Bei dieser Zusammenarbeit wird auch der Physiker ein gewichtiges Wort mitzureden haben; für ihn bietet dieses Buch die Möglichkeit zur eingehenden und erschöpfenden Information über unser heutiges Wissen und besonders über die vielen noch strittigen Fragen, welche in der Zukunft gelöst werden müssen. Dabei leistet auch die eingehende und umfangreiche Zusammenstellung der einschlägigen Literatur wertvolle Dienste. E. Wahl

T. Weyres und O. Brandt, Die physikalischen Grundlagen der Elektrizitätslehre. Gr.-8°, VI u. 144 S. Mit 277 Abb. Berlin 1940. Walter de Gruyter & Co. RM 3.—

Das Buch will der verschiedenartigen Ausbildung durch die Lehrer, deren jeder seine eigene Methode anwendet, eine einheitliche Darstellungsweise gegenüberstellen, die auch in vormilitärischer (HJ., NSFK., SA.) und militärischer Ausbildung zugrunde gelegt werden soll. Wenn die Verfasser Wert darauf legten, „keinen Anspruch an vorher erlerntes Wissen" zu stellen, Formeln und anderes Beiwerk zu vermeiden sowie die Grundbegriffe einfach und eindringlich zu entwickeln, so ist ihnen das gut gelungen. Natürlich kommt dabei keine Fachphysik mit einem geschlossenen System von Definitionen, Lehrsätzen und Maßsystemen heraus, aber das Verständnis elektrischer Geräte wird ermöglicht, und darauf kommt es in diesem Falle an. Vorangestellt wird, in Anknüpfung an die Erfahrungen des täglichen Lebens, der elektrische Strom, und zwar erfreulicherweise gleich richtig als Elektronenstrom bezeichnet. Die Abbildungen sind in ihrer nachahmenswerten Anschaulichkeit ganz vorzüglich. Ein Verzeichnis der verwendeten Schaltzeichen und kurze, aber gute Anweisungen zu 91 Versuchen beschließen das Buch. Möbius

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Deutschen Technischen Hochschule Prag Dr. Witold Wiechowski für theoretische Elektrotechnik, an der Technischen Hochschule Wien Dr. Hans Truttwin (bisher an der Universität Prag) für organisch-chemische Technologie, an der Technischen Hochschule München Dr. Walter Frömel für Agrikulturchemie.

Ernannt: Der Professor Dr. Alexander Brückmann zum ordentlichen Professor für Einführung in die Elektrotechnik und elektrotechnische Meßkunde an der Technischen Hochschule Wien, Dr. Hermann Mühlinghaus zum a. o. Professor für chemische Technologie an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn.

Vom Lehramt zurück: Der ordentliche Professor für pharmazeutische Chemie an der Universität Göttingen Dr. Karl Feist.

Neuer Lehrauftrag: An der Universität Göttingen Dr. Wilhelm Jessen für anorganische und organische Chemie, Dr. Heinz Raether an der Universität Göttingen für Sondergebiete der neueren Physik.

Gestorben: Der frühere ordentliche Professor der technischen Elektrochemie an der Technischen Hochschule Wien, Regierungsrat Dr. Heinrich Paweck, der Lehrbeauftragte für chemische Technologie an der Ausland-Hochschule der Universität Berlin Professor Dr. Max Krause in Eberswalde, der frühere ordentliche Professor der anorganischen Chemie an der Universität Halle Geheimer Regierungsrat Dr. Daniel Vorländer.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.